

アブレシブウォータージェット用
ノズル内の高速混相流の流動特性

1999 年 9 月

富山大学大学院工学研究科

原島 謙一

博士論文

原島 謙一

目 次

表リスト	iv
図リスト	v
記号説明	viii
1. 緒論	1
1.1 まえがき	1
1.2 本研究の目的	6
1.3 従来の研究	7
1.4 本論文の概要	18
2. ノズル内流動の理論解析	20
2.1 まえがき	20
2.2 ノズル内の流動状態のモデル化	20
2.3 混相流の特性パラメーターと基礎式	22
2.3.1 混相流の特性パラメーター	22
2.3.2 連続の式	23
2.3.3 運動量方程式	24
2.3.4 エネルギー方程式	24
2.4 AWJ ノズル内の流れにおける特性関係式	25
2.4.1 ミキシングスロート領域	25
2.4.2 レデューサー領域	27
2.4.3 ミキシングノズル領域	29
2.5 均質流モデルによる計算結果	30
2.5.1 均質流モデルによる AWJ の特性関係式	30
2.5.2 ミキシングスロート圧力特性	33
2.5.3 レデューサー圧力特性	33
2.5.4 ミキシングノズル圧力特性	36
2.5.5 ノズル軸方向圧力分布	36

2.5.6 粒子混入量によるノズル軸方向圧力, 速度分布	39
2.5.7 圧力-エネルギー特性の検討	41
2.6 分離流モデルによる計算結果	45
2.6.1 圧力-エネルギー特性による流動状態変化の検討	45
2.6.2 粒子混入時の圧力-エネルギー特性	49
2.6.3 ノズル軸方向圧力分布	53
2.7 本章の結論	55
3. ノズル内流動の実験的把握	56
3.1 まえがき	56
3.2 ノズル内圧力測定	56
3.2.1 実験装置	56
3.2.2 気液二相流の圧力分布	64
3.2.3 固気液三相流の圧力分布	67
3.3 噴流運動量の測定と相速度	69
3.3.1 測定原理	69
3.3.2 実験装置	70
3.3.3 気液二相流での運動量測定結果	74
3.3.4 ミキシングノズル出口の気液二相流の相速度	74
3.3.5 ミキシングノズル内の気液二相流の相速度	77
3.3.6 ミキシングノズル出口での固気液三相流の運動量測定結果	82
3.3.7 ミキシングノズル出口の固気液三相流の相速度	82
3.3.8 ミキシングノズル内の固気液三相流の相速度	85
3.4 衝撃波による圧力上昇	88
3.5 本章の結論	90
4. 粒子の加速特性を考慮した軸方向速度分布	91
4.1 まえがき	91
4.2 粒子の運動方程式	91
4.2.1 固体粒子群のモデル化	91

4.2.2 液相中の粒子の運動方程式	93
4.2.3 気相中の粒子の運動方程式	93
4.3 粒子の運動方程式の離散式	94
4.3.1 液相中の粒子の離散式	94
4.3.2 気相中の粒子の離散式	95
4.4 液相, 気相の速度	95
4.4.1 粒子群分布モデル (I)	96
4.4.2 粒子群分布モデル (II)	96
4.5 計算方法	104
4.6 計算結果	104
4.6.1 計算条件	104
4.6.2 粒子群分布モデル (I)	107
4.6.3 粒子群分布モデル (II)	110
4.6.4 粒子群の運動量変化	113
4.7 ミキシングノズルでの混合に関する検討	
— 粒子群分布モデル (II) の拡張	115
4.8 本章の結論	117
5. 最適ノズル設計のための検討	118
5.1 AWJ のノズル内流動状況	118
5.2 粒子の噴出速度と最適ノズル設計	118
6. 結論	130
文献	132
謝辞	135
付録	136

表リスト

表 1.1 アブレシブウォータージェットによる切断条件の例

表 2.1 実機作動条件と解析条件の比較

表 2.2 圧力-エネルギー特性の各成分

表 3.1 圧力測定用ノズルの長さ

表 3.2 実験条件と実機作動条件との比較

表 3.3 噴流運動量測定用ノズルの長さ

表 3.4 ノズル内の液相, 気相速度

表 3.5 ノズル内の三相流速度

表 4.1 計算に用いる諸量

表 4.2 粒子のノズル出口平均速度

図リスト

- 図 1.1 AWJ ノズルの構成
- 図 1.2 AWJ の利用分野
- 図 1.3 AWJ の利用分野
- 図 1.4 噴射圧力と切断深さの関係
- 図 1.5 切断の送り速度と切断深さの関係
- 図 1.6 切断の送り速度と切断幅の関係
- 図 1.7 アブレシブ供給量と切断深さの関係
- 図 1.8 実験と計算による切断深さの比較
- 図 1.9 スタンドオフ距離と壊食量の関係
- 図 1.10 レーザードップラー流速計による測定原理
- 図 1.11 ノズル出口の粒子速度
- 図 1.12 計測速度の確率分布
- 図 1.13 粒子速度の計測システム
- 図 1.14 コイル通過による換算粒子速度
- 図 1.15 ミキシングノズル内粒子速度の計算結果

- 図 2.1 AWJ ノズルの解析モデル
- 図 2.2 ミキシングスロート、レデューサー領域での混合状態
- 図 2.3 ミキシングスロート領域（Ⅰ－Ⅱ）の無次元圧力変化
- 図 2.4 レデューサー領域（Ⅱ－Ⅲ）の無次元圧力変化
- 図 2.5 ミキシングノズル領域（Ⅲ－Ⅳ）の無次元圧力変化
- 図 2.6 AWJ ノズル内の圧力分布
- 図 2.7 AWJ ノズル内の圧力、速度分布
- 図 2.8 AWJ ノズル内の圧力－エネルギー特性（均質流モデル）
- 図 2.9 AWJ ノズル内の圧力－エネルギー特性（均質流モデル）
- 図 2.10 圧力－エネルギー特性のスリップ比変化の影響
- 図 2.11 圧力－エネルギー特性のスリップ比変化の影響
- 図 2.12 圧力－エネルギー特性のスリップ比変化の影響
- 図 2.13 圧力－エネルギー特性のスリップ比変化の影響
- 図 2.14 圧力－エネルギー特性の気体体積流量比変化の影響
- 図 2.15 圧力－エネルギー特性の気体体積流量比変化の影響
- 図 2.16 圧力－エネルギー特性の気体体積流量比変化の影響
- 図 2.17 圧力－エネルギー特性のアブレシブ混入の影響
- 図 2.18 圧力－エネルギー特性のアブレシブ混入の影響
- 図 2.19 圧力－エネルギー特性のアブレシブ混入の影響
- 図 2.20 AWJ ノズル内の圧力、相速度分布

図 2.21 AWJ ノズル内の圧力，相速度分布

- 図 3.1 AWJ 装置の構成
- 図 3.2 AWJ ノズルの形状と測定系（気液二相流）
- 図 3.3 AWJ ノズルの形状と測定系（固気液三相流）
- 図 3.4 レデューサーおよびミキシングノズル部の断面形状
- 図 3.5 テストノズル形状（TYPE B）
- 図 3.6 テストノズル形状（TYPE F）
- 図 3.7 テストノズル形状（TYPE D）
- 図 3.8 テストノズル形状（TYPE E）
- 図 3.9 テストノズルの取り付け状態
- 図 3.10 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
- 図 3.11 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
（ミキシングノズル長さの影響）
- 図 3.12 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
（ミキシングノズル長さの影響）
- 図 3.13 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
（空気入口圧力の影響）
- 図 3.14 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
- 図 3.15 噴流運動量測定システム
- 図 3.16 噴流運動量測定状況
- 図 3.17 噴流運動量測定用ノズルの形状
- 図 3.18 噴流運動量測定結果
- 図 3.19 ミキシングノズル出口速度
- 図 3.20 ミキシングノズル出口のシュリーレン写真
- 図 3.21 ノズル内液相および気相速度
- 図 3.22 ノズル内液相および気相速度
- 図 3.23 ノズル内気相速度
- 図 3.24 ノズル内液相および気相速度
（ミキシングノズル長さの影響）
- 図 3.25 ノズル内液相および気相速度
（ミキシングノズル長さの影響）
- 図 3.26 噴流運動量測定結果
- 図 3.27 ミキシングノズル出口相速度
- 図 3.28 噴流運動量測定結果
（ミキシングノズル長さの影響）
- 図 3.29 ノズル内液相，気相および固相速度
- 図 3.30 垂直衝撃波による圧力上昇

- 図 4.1 AWJ ノズル内の粒子群分布モデル
- 図 4.2 接触体積割合を考慮した分布モデル
- 図 4.3 ミキシングスロートでの液相と粒子の接触範囲
- 図 4.4 液相と粒子の接触部体積割合
- 図 4.5 レデューサーでの壁面反射モデル
- 図 4.6 レデューサーでの壁面反射モデル
- 図 4.7 粒子群の液相流量に対する質量流量比
- 図 4.8 計算方法の概念
- 図 4.9 近似式で仮定したノズル内の圧力、運動量分布
- 図 4.10 液相、気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (I))
- 図 4.11 液相、気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (I))
- 図 4.12 AWJ ノズル内の相速度分布
(粒子群分布モデル (I))
- 図 4.13 液相、気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (II))
- 図 4.14 液相、気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (II))
- 図 4.15 AWJ ノズル内の相速度分布
(粒子群分布モデル (II))
- 図 4.16 AWJ ノズル内の粒子運動量分布
(粒子群分布モデル (II))
- 図 4.17 ミキシングノズル内の液相中の粒子流量

- 図 5.1 近似式で仮定したノズル内の圧力、運動量分布
- 図 5.2 AWJ ノズル内の相速度分布 ($L=55\text{mm}$)
- 図 5.3 AWJ ノズル内の相速度分布 ($L=125\text{mm}$)
- 図 5.4 AWJ ノズル内の粒子速度分布
- 図 5.5 AWJ ノズル内の液相中の粒子運動量分布
- 図 5.6 加速が良好と思われるノズル
- 図 5.7 水噴射速度変化による粒子速度分布
- 図 5.8 水噴射速度変化による液相中の粒子運動量分布
- 図 5.9 粒子流量変化による粒子速度分布
- 図 5.10 粒子流量変化による液相中の粒子運動量分布
- 図 5.11 粒子流量変化による液相中の粒子速度および運動量分布
- 図 5.12 粒子流量変化による液相中の粒子速度と運動量の積

記号説明

A	: ノズル断面積	$[m^2]$
$A_{contact}$: 液相と粒子の接触可能範囲	$[m^2]$
A_G	: 気相断面積	$[m^2]$
A_L	: 液相断面積	$[m^2]$
A_m	: ミキシングノズル断面積	$[m^2]$
A_n	: ウォーターノズル断面積	$[m^2]$
A_p	: 粒子一個の投影面積	$[m^2]$
A_S	: 固相断面積	$[m^2]$
A_t	: ミキシングスロート断面積	$[m^2]$
α	: ウォーターノズルに対する断面積比 $= A/A_n$	—
α_m	: ウォーターノズルに対するミキシングノズルの断面積比 $= A_m/A_n$	—
α_t	: ウォーターノズルに対するミキシングスロート断面積比 $= A_t/A_n$	—
C_D	: 粒子の抗力係数	—
C_{DG}	: 気相中の粒子の抗力係数	—
C_{DL}	: 液相中の粒子の抗力係数	—
C_m	: ミキシングノズル領域における液相と粒子の混合係数	$[kg/s/m]$
d_f	: 固気供給口の直径	$[m]$
d_j	: 液相直径	$[m]$
d_p	: 粒子直径	$[m]$
E_{IMPF}	: 単位質量当たりのエネルギー損失	$[J/kg]$
$F(\psi)$: 全無次元エネルギー	—
$F_{ph}(\psi)$: 均質流の無次元圧力エネルギー成分	—
$F_{ps}(\psi)$: 分離流の無次元圧力エネルギー成分	—
$F_{vh}(\psi)$: 均質流の無次元速度エネルギー成分	—
$F_{vs}(\psi)$: 分離流の無次元速度エネルギー成分	—
$\Delta F(\psi)$: 無次元エネルギー損失	—
f	: 光の散乱周波数	$[1/s]$
h	: 切断深さ	$[m]$
L	: 固気供給口からのノズル長さ	$[m]$
l_r	: レデュースー部長さ	$[m]$
M	: マッハ数	—
M_p	: 粒子一個の質量	$[kg]$
m	: 液相に対する質量流量比 $= W/W_L$	—
m_G	: 液相に対する気相の質量流量比 $= W_G/W_L$	—
m_S	: 液相に対する固相の質量流量比 $= W_L/W_L$	—
P	: 圧力ポイント	—
P	: 噴流の運動量	$[kg/s \cdot m/s]$
P_{Gn}	: 気相速度を u_n とした場合の気相の運動量	$[kg/s \cdot m/s]$
P_{Ln}	: 水噴射ノズル直後の水噴流の運動量	$[kg/s \cdot m/s]$
P_S	: 固相全体の運動量	$[kg/s \cdot m/s]$

P_{SG}	: 気相中の粒子群運動量	[kg/s・m/s]
P_{SL}	: 液相中の粒子群運動量	[kg/s・m/s]
p	: 圧力	[Pa],[kPa]
		[MPa]
p_n	: 水噴射圧力	[MPa]
p_0	: 大気圧	[Pa]
Δp	: 摩擦圧力損失	[Pa]
Δp_{MPF}	: 混相流の摩擦圧力損失	[Pa]
Q	: 体積流量	[m ³ /s]
Q_G	: 気相体積流量	[m ³ /s]
Q_{G0}	: 標準状態（大気圧）での気相体積流量	[m ³ /s]
Q_L	: 液相体積流量	[m ³ /s]
Q_S	: 固相体積流量	[m ³ /s]
r_j	: 液相半径 = $d_j/2$	[m]
r_m	: ミキシングノズル半径	[m]
r_p	: 粒子半径 = $d_p/2$	[m]
r_t	: ミキシングスロート半径	[m]
r_x	: レデューサー領域の x 断面の半径	[m]
S	: ぬれ縁長さ	[m]
S_G	: 気相のぬれ縁長さ	[m]
S_L	: 液相のぬれ縁長さ	[m]
S_S	: 固相のぬれ縁長さ	[m]
t	: 時間	[s]
u	: 断面平均相速度	[m/s]
u_G	: 気相平均速度	[m/s]
u_L	: 液相平均速度	[m/s]
u_{LS}	: 液相，固相の同一見かけ速度	[m/s]
u_n	: ウォーターノズル直後の水噴射速度	[m/s]
u_S	: 固相平均速度	[m/s]
u_{SG}	: 気相中の粒子速度	[m/s]
u_{SL}	: 液相中の粒子速度	[m/s]
V	: 切断送り速度	[m/s]
v	: 流体の屈折率	—
W	: 質量流量	[kg/s]
W_c	: 壊食量	[m ³]
W_G	: 気相質量流量	[kg/s]
W_L	: 液相質量流量	[kg/s]
W_S	: 固相質量流量	[kg/s]
W_{SG}	: 気相中の粒子質量流量	[kg/s]
W_{SGm}	: ミキシングノズル領域の気相中の粒子質量流量	[kg/s]
W_{SGr}	: レデューサー領域の気相中の粒子質量流量	[kg/s]
W_{SGt}	: ミキシングスロート領域の気相中の粒子質量流量	[kg/s]
W_{SL}	: 液相中の粒子質量流量	[kg/s]
W_{SLm}	: ミキシングノズル領域の液相中の粒子質量流量	[kg/s]
W_{SLr}	: レデューサー領域の液相中の粒子質量流量	[kg/s]

W_{SLt}	: ミキシングスロート領域の液相中の粒子質量流量	[kg/s]
dW_{SGref}	: レデューサー壁面で反射する気相中の粒子質量流量	[kg/s]
dW_{SLr}	: レデューサー壁面で反射した粒子の液相への移動量	[kg/s]
x	: ノズル軸方向距離	[m]
dx	: ノズル軸方向微小距離	[m]
Δx	: ノズル軸方向有限区間	[m]
dz	: ノズル軸方向微小距離	[m]
α	: ボイド率または相面積比	—
α_G	: ノズル断面に対する気相面積比	—
α_L	: ノズル断面に対する液相面積比	—
α_S	: ノズル断面に対する固相面積比	—
β	: 液体中の気体の混合割合	—
γ	: 塑性変形開始応力	[Pa]
δ	: 液相中心軸と粒子の中心との距離	[mm],[m]
ε	: 縦弾性係数	[Pa]
κ	: 気相の比熱比	—
λ	: 入射レーザー光の波長	[m]
ϕ	: 液相に対する体積流量比 = Q/Q_L	—
ϕ_G	: 液相に対する気相の体積流量比 = Q_G/Q_L	—
ϕ_{G0}	: 標準状態（大気圧）での気相の体積流量比 = Q_{G0}/Q_L	—
ϕ_S	: 液相に対する固相の体積流量比 = Q_S/Q_L	—
ρ_G	: 気相密度	[kg/m ³]
ρ_L	: 液相密度	[kg/m ³]
ρ_{LG}	: 気液均質密度	[kg/m ³]
ρ_S	: 固相密度	[kg/m ³]
σ	: スリップ比 = u/u_L	—
σ_G	: 液相に対する気相のスリップ比 = u_G/u_L	—
σ_S	: 液相に対する固相のスリップ比 = u_L/u_L	—
τ_W	: 壁面せん断応力	[Pa]
τ_{WG}	: 気相の壁面せん断応力	[Pa]
τ_{WL}	: 液相の壁面せん断応力	[Pa]
τ_{WS}	: 固相の壁面せん断応力	[Pa]
Ψ_n	: 無次元噴射動圧	—
ψ	: 大気圧との比を示す無次元圧力 = p/p_0	—
ζ	: 摩擦損失係数	—
ζ_m	: ミキシングノズルの摩擦損失係数 = $\Delta p_{MPF34}/(\rho u_n^2/2)$	—
ζ_r	: レデューサーの摩擦損失係数 = $\Delta p_{MPF23}/(\rho u_n^2/2)$	—
ζ_s	: ミキシングスロートの摩擦損失係数 = $\Delta p_{MPF12}/(\rho u_n^2/2)$	—
η_{eq}	: 液相と粒子が接触する等価の体積割合	—
$\eta(\delta)$: 液相と粒子が接触する体積割合	—
η_0	: 粒子が液相に完全に含まれる場合の体積割合 = 1	—
θ	: 光の入射角度	[rad]
θ_2	: レデューサーのテーパー角度	[rad]

添字

- i : ノズル内各区間の入口
- e : ノズル内各区間の出口
- 1, I : ミキシングスロート入口 ,断面 I
- 2, II : レデューサー入口 (ミキシングスロート出口) ,断面 II
- 3, III : ミキシングノズル入口 (レデューサー出口) ,断面 III
- 4, IV : ミキシングノズル出口 ,断面 IV

第1章 緒 論

1.1 まえがき

本研究は、各種材料の切断加工に用いられるウォータージェットの一種であるアブレシブウォータージェットの流体力学特性の解明に関するものであるが、はじめにこの加工技術の特徴と研究の背景について述べる。

ウォータージェット切断加工とは、50～300MPa（約 500～3000 気圧）に加圧した超高压水を、口径 0.1～0.5mm の特殊ノズルから噴射させ、噴流のもつエネルギーによって各種材料の切断、切削、剥離を行う加工方法である。この高速水噴流にアブレシブ（研磨材）として固体の微細粒子を混入し、アブレシブの切削性を利用してウォータージェットの切断効果を高めた加工法がアブレシブウォータージェット（Abrasive Water Jet, 以下 AWJ）である（図 1.1）。AWJ の利用によって水のみでの噴流では加工できない金属や複合材料など硬い材料の切断が可能となる。具体的な特徴としては、水を媒体としたことによる次のような利点がある。

- (1) 水の運動エネルギーを利用するため、加工部の温度上昇が低く抑えられる。
- (2) ガスやレーザー切断のように被切断材の材質を選ばない。また、どんな材料に対しても有害ガス発生のおそれがない。
- (3) 加工物と噴射ノズルが非接触であるため、通常の切削加工と異なり、自由な曲線、曲面の切断が可能である。
- (4) 任意の点からの切断開始が可能であり、切り抜き加工に利用できる。

以上のような特徴を活かして AWJ は土木、建設、金属材料、繊維、自動車、航空機、造船などのさまざまな産業分野で利用されている。これらの各種利用分野を、噴射圧力、ミキシングノズル径、水、およびアブレシブの流量について整理したのが図 1.2 および図 1.3 である。土木・建設分野ではコンクリートや廃材の切断目的が大きく、切断精度よりも切断量が重視されている。また、精度が要求される電子部品や特殊材料は 300MPa までの高い圧力（水噴射速度 700m/s）で、比較的小さな口径のミキシングノズルから少量のアブレシブを噴射し、高精度の切

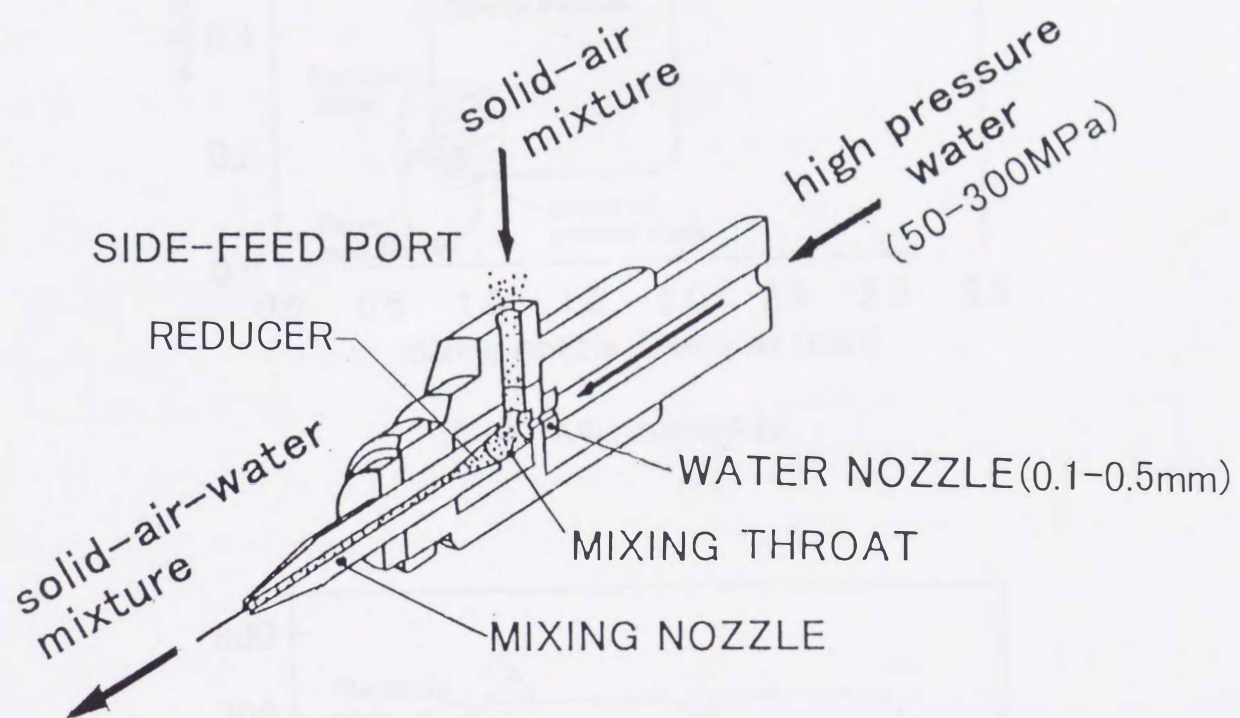


図 1.1 AWJ ノズルの構成

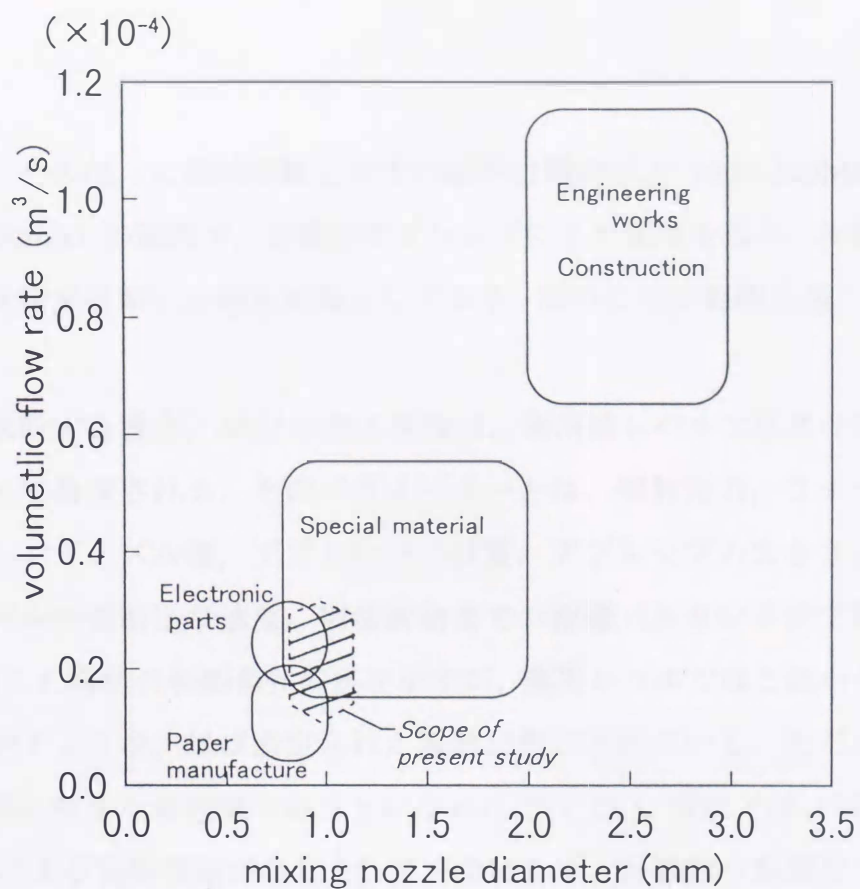


図 1.2 AWJ の利用分野

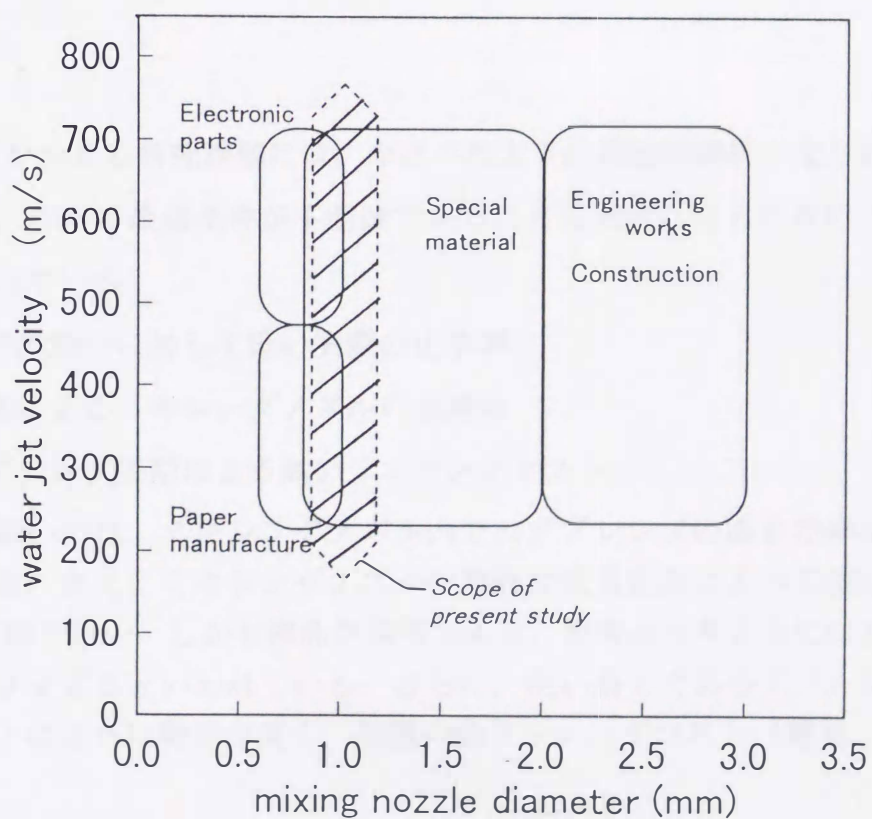


図 1.3 AWJ の利用分野

断を行う。その他、比較的切断しやすい材料は噴射圧力 100~200MPa（水噴射速度 450~600m/s）の範囲で、少量のアブレシブにより切断を行う。本研究は主として後者の高精度切断の分野を対象としており、図中に示す範囲を扱うこととする。

材料を切断する場合、AWJ の加工特性は、実用機レベルでは次の切断パラメーターによって決定される。そのパラメーターとは、噴射圧力、ウォーターノズル径、ミキシングノズル径、アブレシブの材質、アブレシブの大きさ、アブレシブ流量、ノズルの切断送り速度、被切断物までの距離（スタンドオフ距離）などである。表 1.1 に現状の切断条件の例を示すが、実用レベルではこれらのパラメーターは表に示すような、ほぼ固定された数値が用いられている。ただし、それらの条件が切断に対する最適値であるというわけではない。現状では AWJ の流動理論や、AWJ による切断理論が確立されていないため、経験的な数値をもとに各パラメーターの範囲を設定している。しかし、実際には数多くあるパラメーター設定の複雑化を防ぐため、表 1.1 のようなある程度決まった条件を用いている。これら切断に関する条件が固定されている状態では、AWJ 切断性能の向上は滞らざるを得ない。

AWJ がかかえる研究課題には、今述べたように理論的解析がなされていないことにより、切断の最適条件が不明確であることに加え、さらに次の 3 つが大きな問題とされている。

- (1) 入力動力に対して低い実際の仕事率
- (2) 摩耗によるミキシングノズルの短寿命
- (3) アブレシブ使用による高いランニングコスト

仕事率が低いのは、ミキシングノズル内でのアブレシブの混合効率が悪いことが一因である。また、ミキシングノズルの寿命は使用状況によって差はあるが現状約 100 時間と短い。しかも部品が高価であり、消耗品と考えるにはあまりにも費用がかかりすぎるといわれている。さらに、使い捨てであるアブレシブのランニングコストはさらに費用が高く、装置の総ランニングコスト（電気、水、消耗部

表 1.1 アブレシブウォータージェットによる切断条件の例

切断対象物	切断条件				
	噴射圧力 (MPa)	ウォータノズル径(mm) /ヒキソグノズル径(mm)	研磨材	研磨材供給量 (g/s)	切断速度 (mm/s)
モリブデン板(t13)	294	0.25/1.0	カ ^レ -ネット #80	5.0	0.006
純チタン (t0.5)	294	0.25/1.0	カ ^レ -ネット#220	2.7	0.008
純銅材 (t14)	294	0.25/1.0	カ ^レ -ネット #80	5.0	0.5
電極板 (t0.2)	294	0.25/1.0	カ ^レ -ネット #80	4.0	0.016
自動車用バンパー	294	0.35/1.0	カ ^レ -ネット #80	3.3	16
ビル用窓ガラス	294	0.25/1.0	カ ^レ -ネット#220	3.3	2.5
人造大理石	294	0.35/1.0	カ ^レ -ネット #80	3.3	8.3
ガラス板穴加工	294	0.25/1.0	カ ^レ -ネット #80	0.5	-
セラミックシート	294	0.25/1.0	カ ^レ -ネット #80	3.3	8.3

品) に対して 50%以上をしめている。

これらの要因により現在 AWJ が特殊加工として位置づけられ、一般への普及の妨げとなっている。したがって、切断性能の向上は、これらの問題を解決につなげる重要研究課題となっている。

1.2 本研究の目的

AWJ の切断能力またはその特性はアブレシブのもつ速度エネルギーに依存する。この速度エネルギーを有効に得る条件を求めるには、高速水噴流が空気およびアブレシブを加速する際の、ノズル内固気液混相流の流動状態の解明が不可欠である。このため、ノズル内における固体、気体、液体各相の速度変化を予測する手法を構築するのが本研究の目的である。ノズル内の流動状況が予測できればこれまでの経験的な条件設定によるものが大きかったこの分野において、理論にもとづく最適流動条件、つまりアブレシブのもつ運動量を最大にするための検討に基礎をおく AWJ の性能向上が期待できる。

すなわち、この理論的解明により、前述の 3 つの問題点に対して改善策の合理的な検討が可能になる。具体的には、アブレシブの混合効率を上げ、少量のアブレシブで切断能力を高める条件を見出すことにより、ノズルの寿命を延ばし、さらにはアブレシブのランニングコストを軽減することができ、その意味では本研究の工業的な意義も大きい。

本研究では、AWJ の流動の特徴を考慮して次のような研究のアプローチを採用している。

ノズル内部の流動状態は、固体、気体、液体の各相が運動量を交換しながら各相速度が大きく変化し、状態が遷移する高速の流れで、厳密には瞬間値の変動を伴う、空間的にも三次元的な状態量の分布がある。ノズルの作動原理は気液あるいは液液または気体どうしの二流体を扱うエジェクターと同じで、従来、エジェクターの特性解析には一次元運動量理論が適用され、実用上、十分な結果が得られている。しかし、AWJ ノズル内の現象を扱うには、二流体を扱う従来のエジェクター理論だけ

では不十分で、固気液三相流に拡張した取り扱いが必要である。このため、ノズル内の現象をモデル化し、さらにモデルから導かれる理論の妥当性を検証するための実験的把握も不可欠である。

したがって、本研究では、はじめにノズル内の混相流に対する運動量保存則から混相流の流動状態を表現する無次元特性式を導く。次いで、この特性式と実験データとの比較から、モデルで採用する仮定の妥当性を検証し、あるいは実験定数を決定する。ここで採用する運動量理論は基本的には一次元の取り扱いであるが、対象は軸方向の変化の大きい流れであり、一次元運動量理論によって十分現象を取り扱うことが可能と考えられる。また、実際に扱うのは微細なノズル内の流動であり、実験から得られる流動状態に関する情報も實際上、一次元的なデータに限られていることから、この方法が現実的とみなされる。

実験で得られるデータは、ミキシングノズル内部の軸方向圧力分布と、ノズル出口での噴流全体の運動量である。これらの実験データをもとに、運動量式および連続の式を利用して、固体、気体、液体の各相速度分布を求める。

各相の速度を求める際に、固体粒子の液相および気相中の流量を表すための境界条件の仮定が必要となるが、ここでは、粒子個々の動きについて加速特性を考慮したモデル化を行い、同時に徐々に進行する各相の運動量の交換を記述する方法を導入することにより、固気と液相の混合開始点からノズル出口までの AWJ ノズル全体の速度変化を明らかにする。

1.3 従来の研究

(1) 噴流の切断測定に関する研究

AWJ に関するこれまでの研究は、切断のための噴流の操作条件（噴射圧力やスタンドオフ距離など）と切断状況または壊食量との関係性を評価したものがほとんどである。はじめに、実験によって明らかにされた加工特性をまとめて示す。これらの関係性は切断パラメーターに関する傾向を表している。

図 1.4 から図 1.7 は、喜渡⁽¹⁾の実験結果を示したものである。図 1.4 より、噴射圧力（噴射速度）が大きいほど切断深さは大きく、原点の異なる直線関係で整理

される。一方、図 1.5 において切断の送り速度と切断深さは反比例の関係にあり、送り速度が大きい程、深さが減少することを示している。また、送り速度によって切断形状が異なり、図 1.6 に示すように送り速度が 0.4mm/s よりも遅い場合は下面が広く、速い場合は上面が広いテーパ状の切断となる。したがって、送り速度についても適正な切断条件が存在することになる。

図 1.7 はアブレシブ供給量と切断深さを示したものである。アブレシブを多くすると切断深さは大きくなるが、その度合いはしだいに小さくなる。つまり、アブレシブの供給量には経済的な適正量が存在する。

このような実験データは数多くあるパラメーターを変えて詳しく調べられており、実機で使用する場合の目安として用いられている。

一方、これらの切断、壊食状況を理論的に定式化した研究も多数ある。例えば、Finnie⁽²⁾は塑性変形開始応力が γ である延性材料に対して、壊食量 W_c が粒子の衝突エネルギーに比例するものとして、次の式で与えている。

$$W_c \propto \frac{1}{\gamma} u_s^2 d_p^3 g(\alpha) \quad (1.1)$$

ここで u_s : 粒子速度, d_p : 粒子径, $g(\alpha)$: 衝突角度 α の関数である。

また、Hashish⁽³⁾は切断機構を粒子による切削と粒子衝突による変形からなるとして、切断深さ h を次式で表している。

$$h = c \sqrt{\frac{W_s u_s^2}{8\gamma V}} + \frac{2W_s(1-c)u_s^2}{\pi V \epsilon d_p} \quad (1.2)$$

V : 切断送り速度, ϵ : 縦弾性係数

このときの粒子の速度 u_s は、ノズル出口で固相、液相速度が等しくなると仮定した次の運動量式から求められている⁽⁴⁾。

$$u_s(W_L + W_s) = u_n W_L \quad (1.3)$$

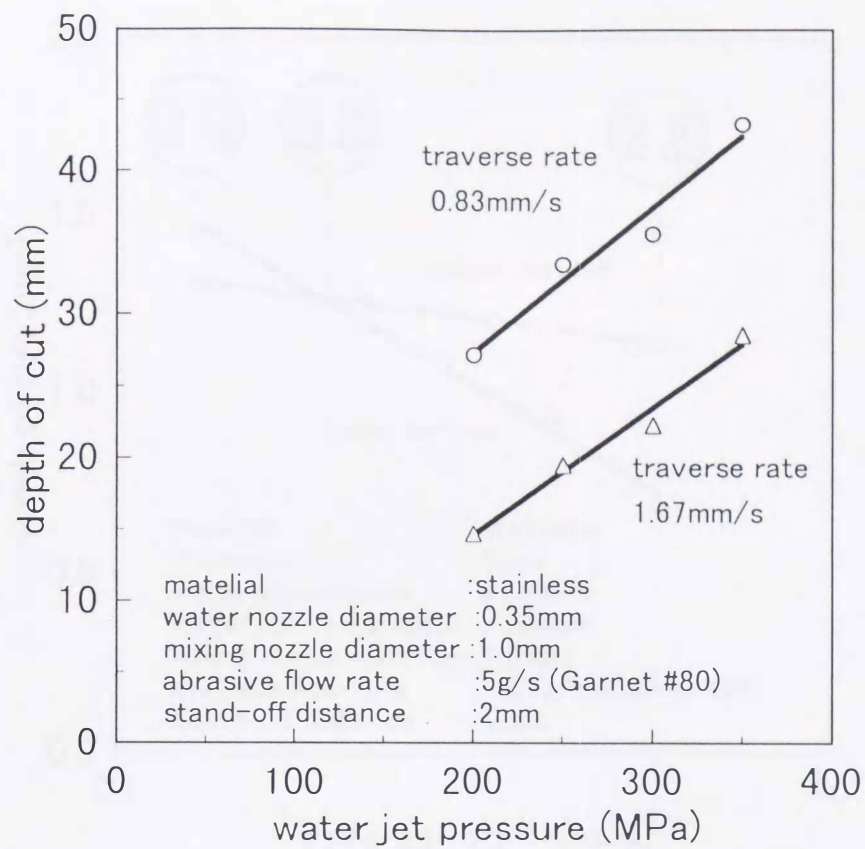


図 1.4 噴射圧力と切断深さの関係

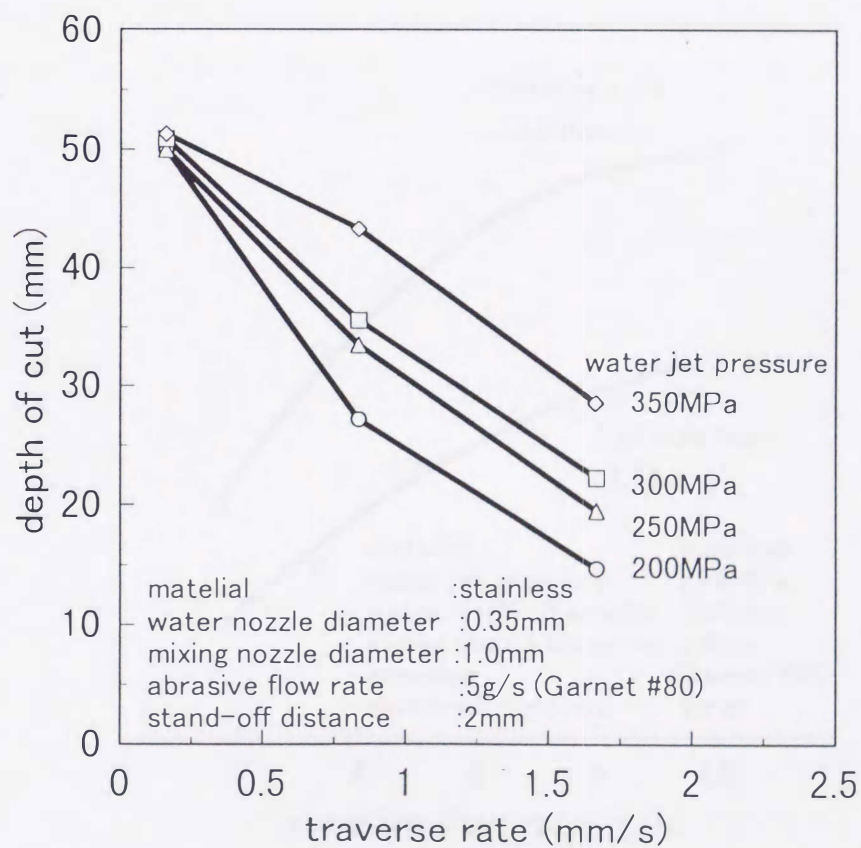


図 1.5 切断の送り速度と切断深さの関係

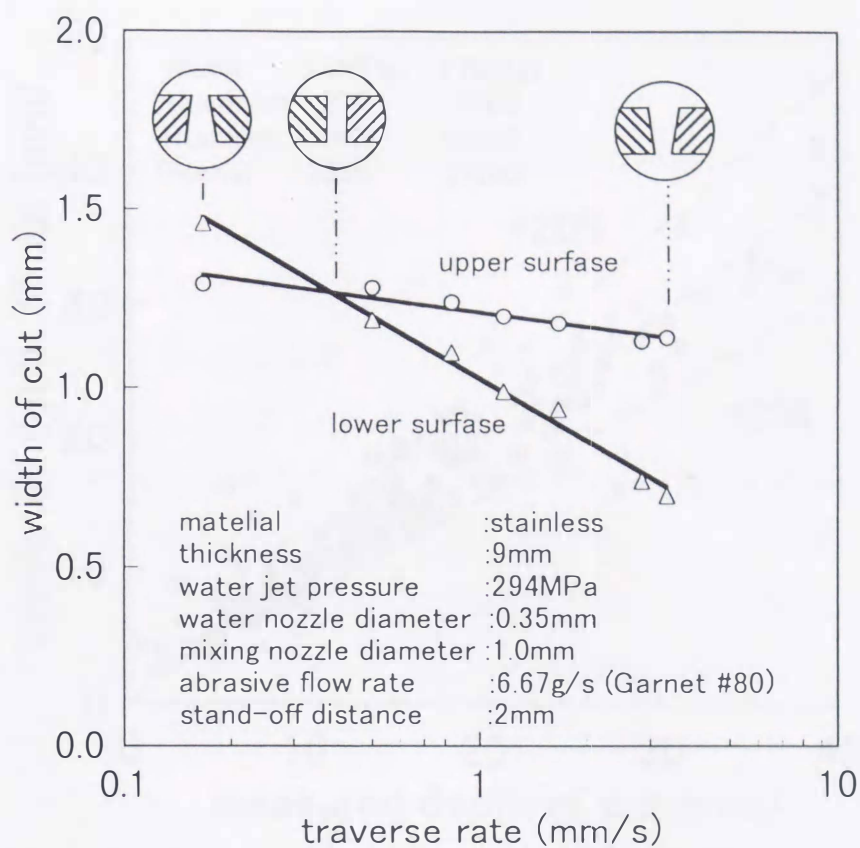


図 1.6 切断の送り速度と切断幅の関係

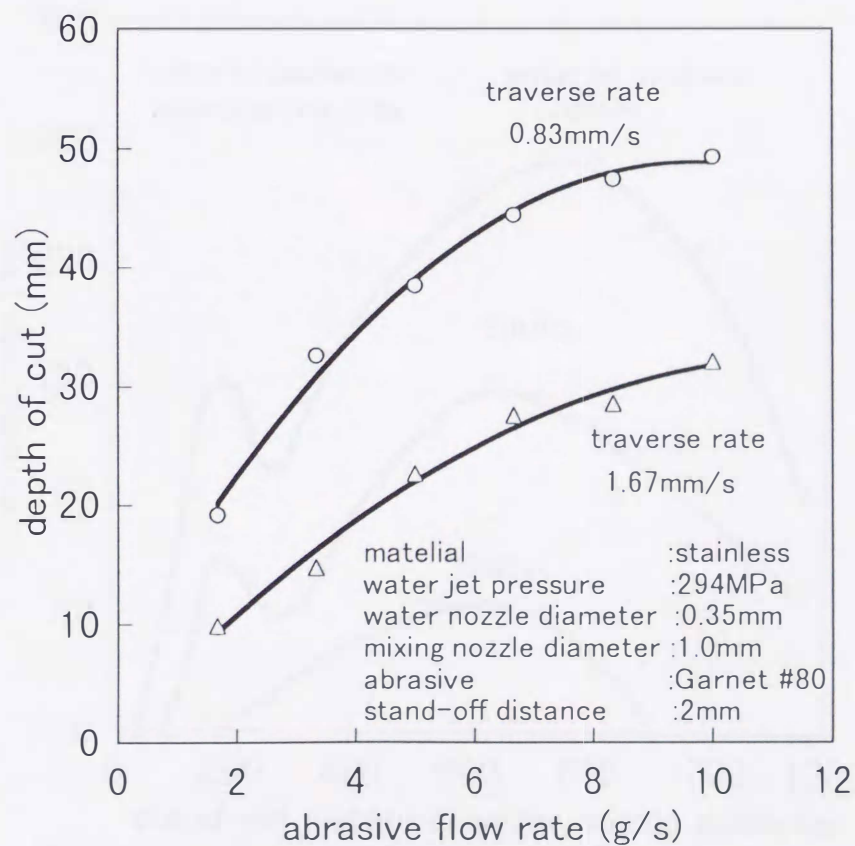


図 1.7 アブレイブ供給量と切断深さの関係

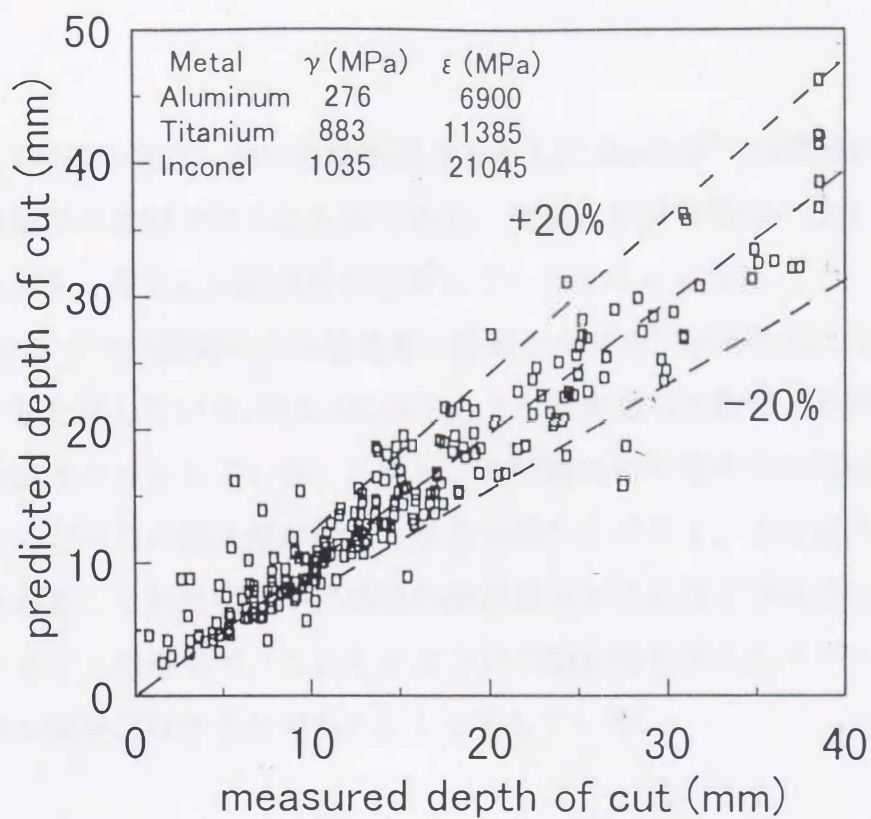


図 1.8 実験と計算による切断深さの比較

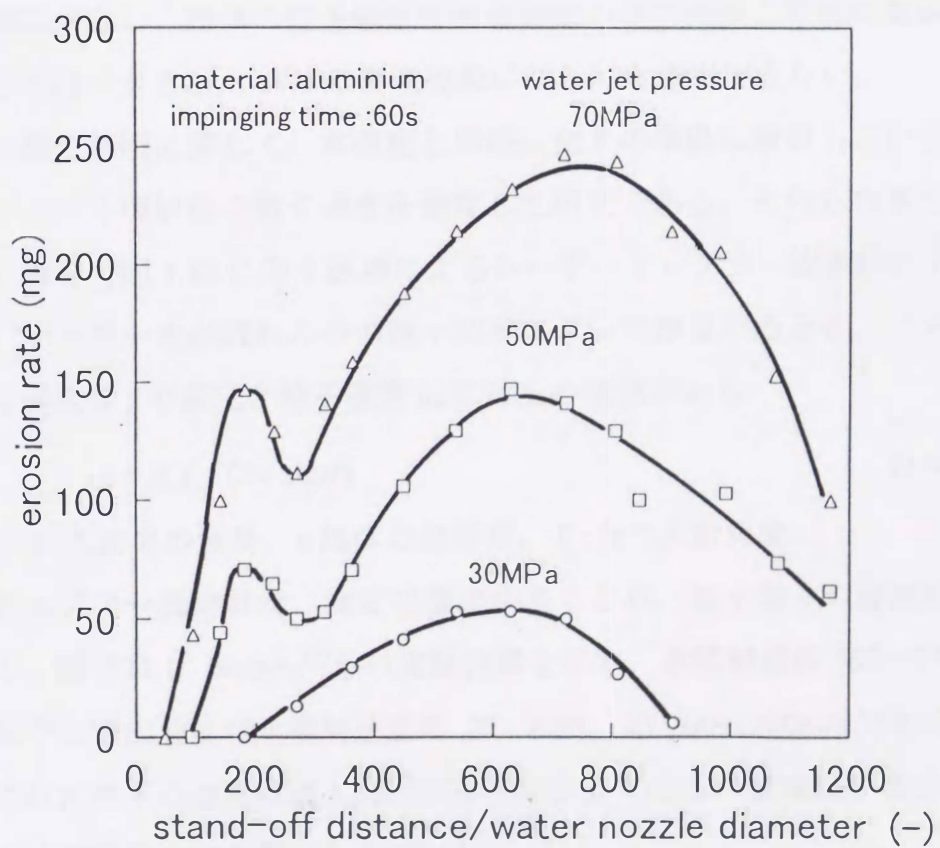


図 1.9 スタンドオフ距離と壊食量の関係

図 1.8 は, 3 種類の材質における切断深さを示した Hashish⁽³⁾の実験結果と, 式(1.2)による計算結果の比較を示したものである. 実験と計算は概ね一致しているが, ばらつきも大きく完全に切断深さを予測しているとはいえない.

一方, スタンドオフ距離による壊食量の影響を小林ら⁽⁵⁾が実験的にその傾向が特異になることを示している. 図 1.9 に示すように壊食量は対象物との距離によって二つの極大値をもつとしている. しかし, 被切断物の材質やその他切断パラメーターによってどちらの極大値が最大となるか明らかでなく, また極大値自身存在しない例もある. これは明らかに噴流の構造自体がそれほど単純ではないことを意味している. したがって, これらのように切断条件を変えたアプローチだけでは最適ノズル設計には不十分であることを示している.

(2) 噴流構造に関する研究

微細ノズル内で固体粒子が水噴流に混合され, 高速で噴射する AWJ の噴流構造についての研究は, その超高速域でのしかも微細領域での解析の困難さのため取り組んだ例は少ない. 粉体の粒子輸送や発達領域の管内気液二相流に類似のモデルをみることはできるが, AWJ の高速現象にはとても適用できない.

流れの状態の解明に関して, 本研究と同様に粒子の挙動に着目しているのが, ミキシングノズル噴射後の粒子速度を測定した研究である. それらの多くは光学系を用いた測定で図 1.10 に示す原理によるレーザードップラー流速計によって求められる. レーザー光が流れの中の微小粒子によって散乱するとき, ドップラー効果による周波数 f の変化と粒子速度 u_s には次の関係がある.

$$u_s = \lambda f / (2v \sin \theta) \quad (1.4)$$

λ : 入射光の波長, v : 流体の屈折率, θ : 光の入射角度

レーザードップラー流速計は, 測定対象が小さくとれ, 粒子個々の速度計測が可能とされる. 図 1.11 に Neusen⁽⁶⁾らの実験結果を示す. 水噴射速度 650~950m/s に対して, 粒子の噴出速度は水噴射速度の 20~40%, 約 200~300m/s である. ただし, 計測された粒子の速度は図 1.12⁽⁷⁾にみられるように広い領域に分布しており, その整理には統計的手法が用いられている.

一方, Swanson⁽⁸⁾は図 1.13 に示すように, 粒子が 2 つの電磁コイルを通過する時間を電氣的にとらえ, ノズルから噴出した後の粒子速度を求めている. 図 1.14 に示すように, この方法でも粒子噴出速度は光学系の実験と同様の結果が得られている. これらの実験から, 粒子は水の速度に達しないまま吐出していることが推定される. したがって, 粒子はミキシングノズル内で水噴流と完全には混合されず, 異なる相速度をもつ流れである.

ノズル内の粒子加速については, 次に示す液中を流れる粒子の運動方程式が一般的に用いられている⁽⁹⁾.

$$M_p \frac{du_s}{dt} = C_D A_p \frac{\rho_L}{2} (u_L - u_s)^2 \quad (1.5)$$

しかし, この式が示すものは, 液相内を流れる一個の粒子についての速度である. 実際には液相, 気相の分離した流れの中を無数の粒子が流れるため, 実際の状況を評価するには液相内の単一粒子の動きを取り上げただけでは不十分と考えられる.

また, Tazibt⁽¹⁰⁾らは式(1.5)の運動方程式で, 液体の密度 ρ_L を, 気体の混合を考慮した次の式

$$\rho_{LG} = \beta \rho_G + (1 - \beta) \rho_L \quad (1.6)$$

で置き換え, 均質気液二相流中の粒子の加速特性を求めている. この計算では図 1.15 に示すように, 空気の混入によって粒子の速度が減少している. 式(1.6)のような気液二相流の密度を適用した場合, 水単相と比較して混相流の密度が小さくなり, このため粒子を加速する力が低下し, 粒子の速度が減少する結果となる. しかし, ノズル内の気体, 液体の混合状態が均質であるとはかぎらず, 粒子を加速する媒体の密度も均一ではないため, この計算モデルが実際の現象を表しているとはいえない.

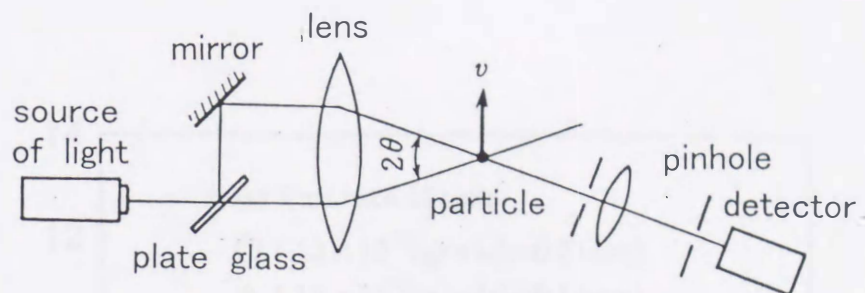


図 1.10 レーザードップラー流速計による測定原理

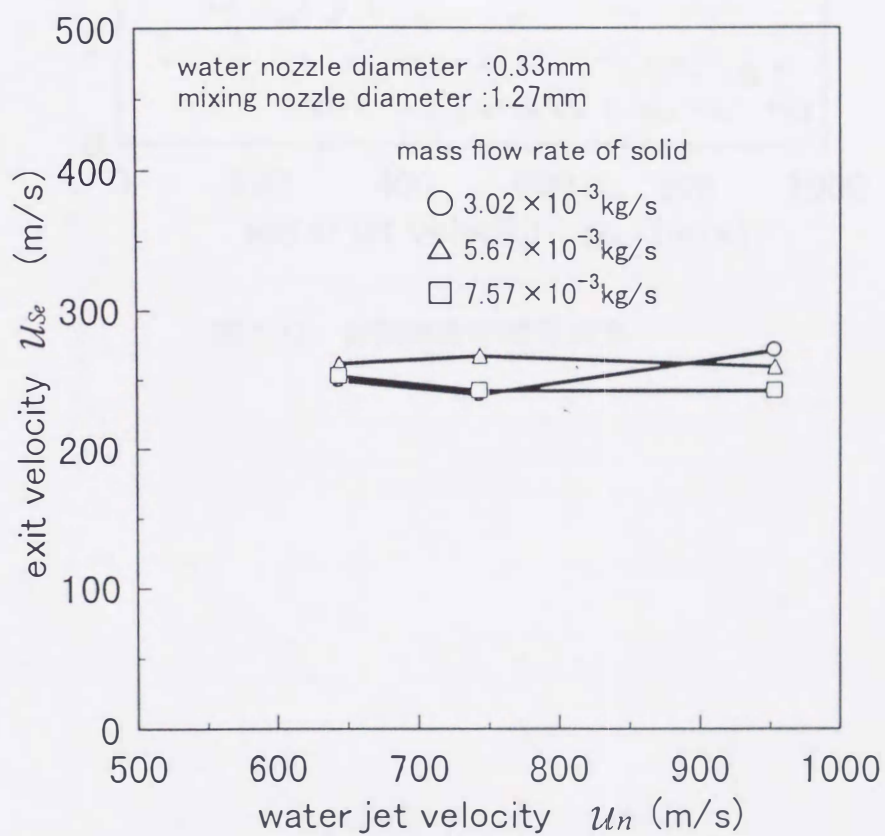


図 1.11 ノズル出口の粒子速度

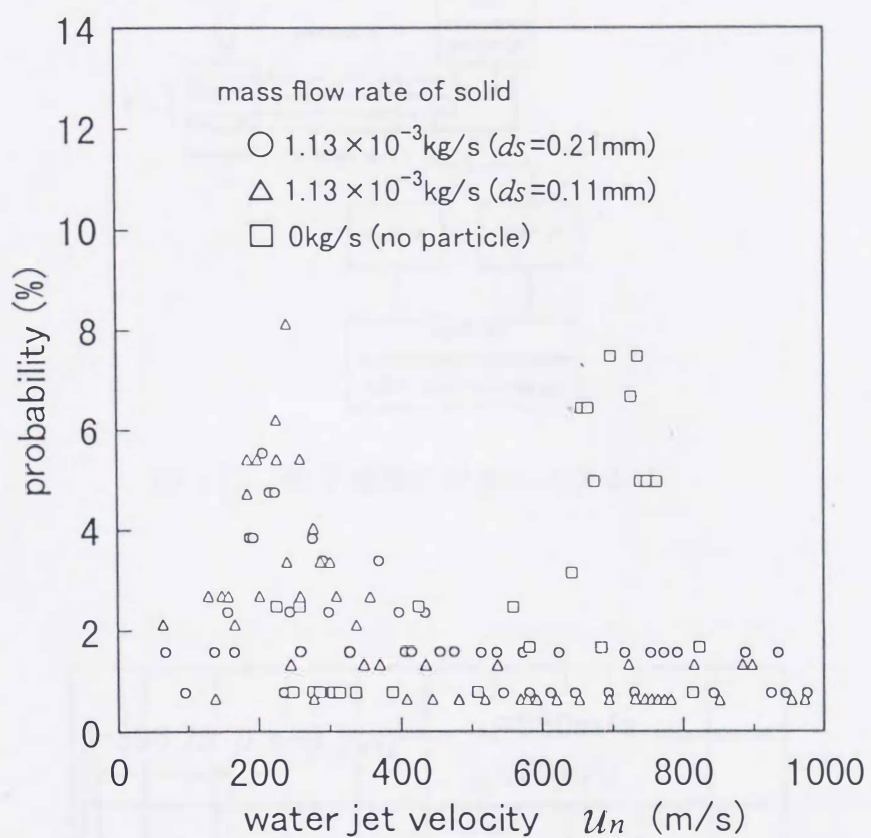


図 1.12 計測速度の確率分布

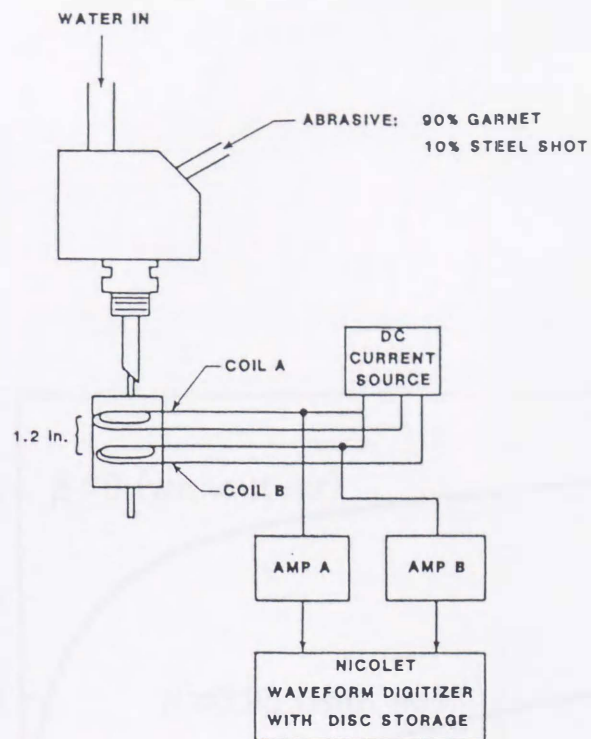


図 1.13 粒子速度の計測システム

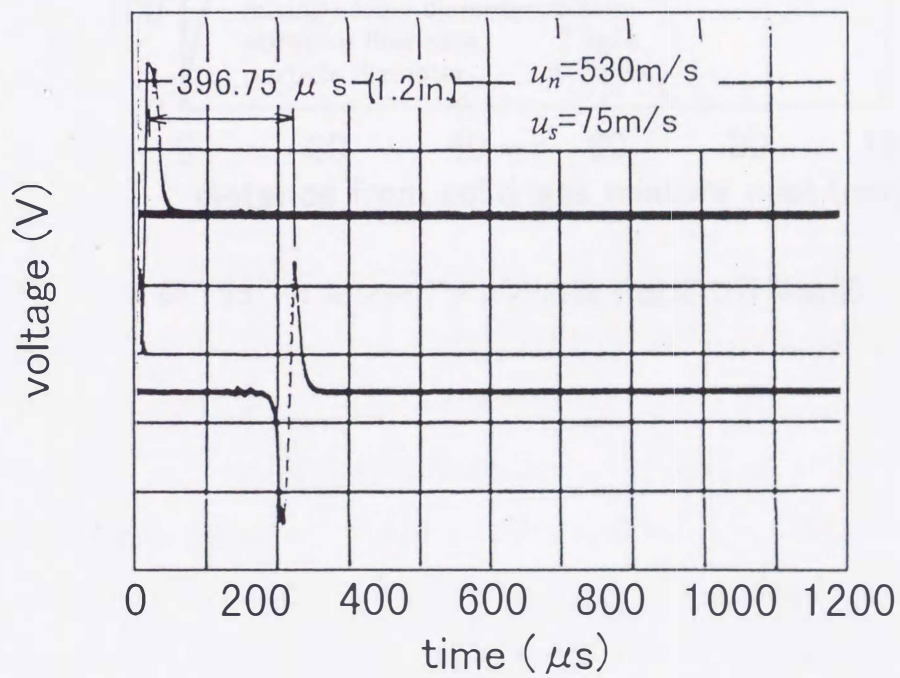


図 1.14 コイル通過による換算粒子速度

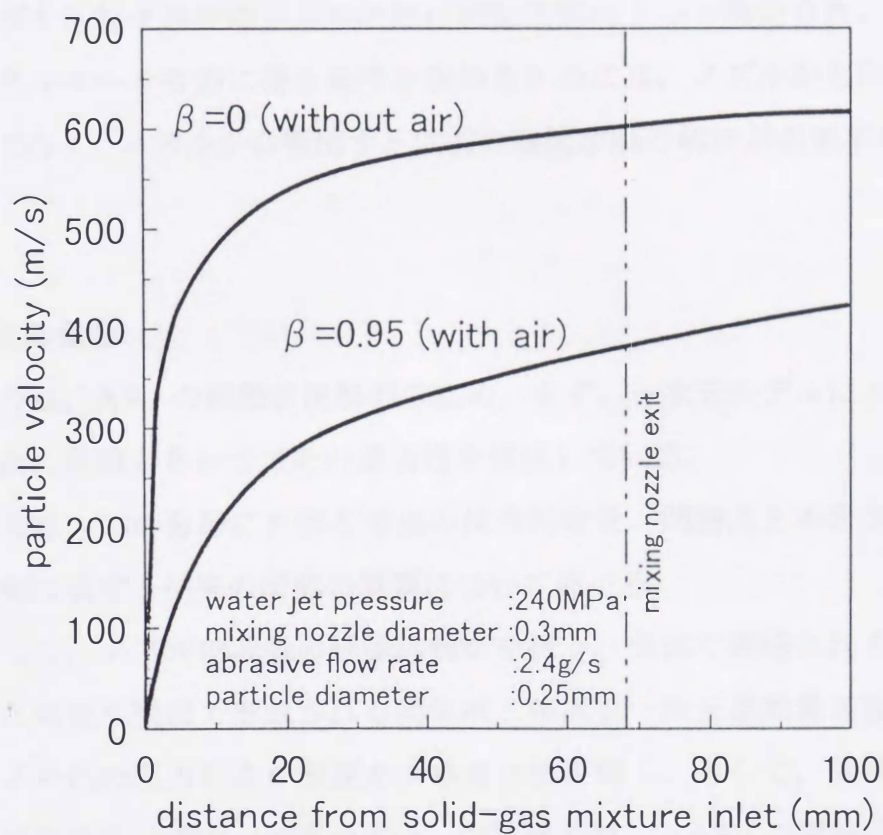


図 1.15 ミキシングノズル内粒子速度の計算結果

以上、AWJにおける従来の研究を示した。切断パラメーターと加工特性の関係においては相関関係が得られていることが分かる。しかし、その最適条件を見いだし、加工技術をさらに高精度化するためには、切断パラメーターを評価するだけでは不十分であり、噴流自身の特性を明確にする必要がある。また、切断性能に直接依存する粒子速度はノズル内部の流動状態によって決定され、ノズル内で粒子がエネルギーを有効に得る条件を求めるためには、ノズルから出た後の速度測定だけでなく、ノズルから噴出する以前の噴流挙動の解析が必要不可欠である。

1.4 本論文の概要

本研究では、AWJの流動状況解明のため、まず、一次元モデルによる解析理論を導き、次に実験とあわせてその妥当性を検証している。

第1章では、この分野における従来の技術的背景、問題点と本研究の目的、そして本研究に関する従来の研究の概要について述べる。

第2章では、ノズル内流動の理論的解析を扱う。気体で搬送されるアブレシブを混入した高速水噴流で形成される固気液三相流を一次元運動量理論により取り扱い、ノズル内の圧力および流速を求める方法を導く。そして、流れの方向のエネルギー保存式を「圧力-エネルギー」の関係で表し、AWJの流動特性に表れる、流れの方向に圧力が増加する過程を理論的に説明する。また、混相流を均質流と分離流の両方で検討し、水と固気混相流が徐々に混合される過程を表すことができる、スリップ比を考慮した分離流モデルが現実的であることを示す。

第3章では、ノズル内流動状態の把握のための実験について述べる。まず、ノズル内の圧力分布を測定し、第2章での解析結果をもとに流動状態を検証する。さらに、噴流のノズル出口での運動量を測定し、一次元運動量理論より得られる軸方向速度分布について考察する。その結果、実験より得られた圧力分布から、第2章で示した分離流モデルがAWJの特性をよく表していることを示す。また、ノズル出口の噴流運動量の測定結果をもとに得られた、固体、気体、液体のノズル出口の相速度およびノズル内の相速度はそれぞれ次のような状況になることを

示す.

(i)水はノズル出口まで高速を維持したまま流れる. そのとき各相は均質流とはならない.

(ii)空気はノズル内で超音速となり, 特に水の噴射速度が大きい場合では出口で衝撃波に類似の現象が生じていることがランキン・ユゴニオの関係から推定される.

(iii)粒子のノズル出口平均速度は, 水の出口速度の約 30%であり, ノズル出口の粒子速度を測定した従来の研究結果に近い値を示す.

第4章では, 特にミキシングスロートとレデューサーを対象に, 粒子の加速特性を考慮して各相の速度を評価する. この場合, 粒子の流動状況を表すための提案モデルの妥当性を, 実験結果との比較によって検討する.

第5章では, 4章までの解析で得られた圧力, 速度のノズル軸方向の一次元的計算, 実験データをもとに AWJ 流動を予測可能なことを示し, 最適ノズル設計のための有効な情報が得られるか否かの検証を行う.

第6章では, 本研究によって得られた結論を述べる.

第2章 ノズル内流動の理論解析

2.1 まえがき

本章では、AWJ ノズル内流動の理論的解析について述べる。高速水噴流にアブレシブが混入したときのノズル内の圧力および流速の挙動を、一次元運動量理論により求める。また、流れ方向の圧力-エネルギーの関係を数値計算によって求め、特性関係式が示す AWJ の流動特性について検討を行う。

2.2 ノズル内の流動状態のモデル化

図2.1に実機で使用されている AWJ ノズルの解析を行うための幾何学的形状を示す。ノズルは高压水の流入側からミキシングスロート、レデューサー、ミキシングノズルの三つの部分からなる。水噴射直後のスロート空間（断面 I までの空間）は水単相流領域であるから、噴流が水噴射直後の速度のまま通過するものと仮定し本解析では考慮しない。断面 I では、高速で噴射される水噴流の吸引効果により、ミキシングスロート側面の固気供給口からアブレシブ（平均粒径 $200 \mu\text{m}$ 程度の固体粒子）が空気とともに混入する。その後、吸引された固気二相流は水噴流によって徐々に混合しながらレデューサー、ミキシングノズル内で運動量を交換し、ミキシングノズル出口から高速の固気液混相流ジェットとして流出する。

このモデルにおいて流れの状態の解析のため、次の仮定を用いる。

- (1) 各相は、固相も含めて連続な流体とみなし、各断面でそれぞれが一様な速度をもつ一次元流れとする。
- (2) 各相は相対速度をもつスリップ流れとする。
- (3) 流れは定常流で、各相の間に物質移動はなく、液相と固相の密度は一定である。
- (4) 気相の状態変化は等温変化とする。

一次元モデルの適用については、従来、二次流体を吸引するジェットポンプ⁽¹¹⁾⁽¹²⁾やエジェクター⁽¹³⁾で用いるノズル内の流れの解析、およびその他混相流の力学的解

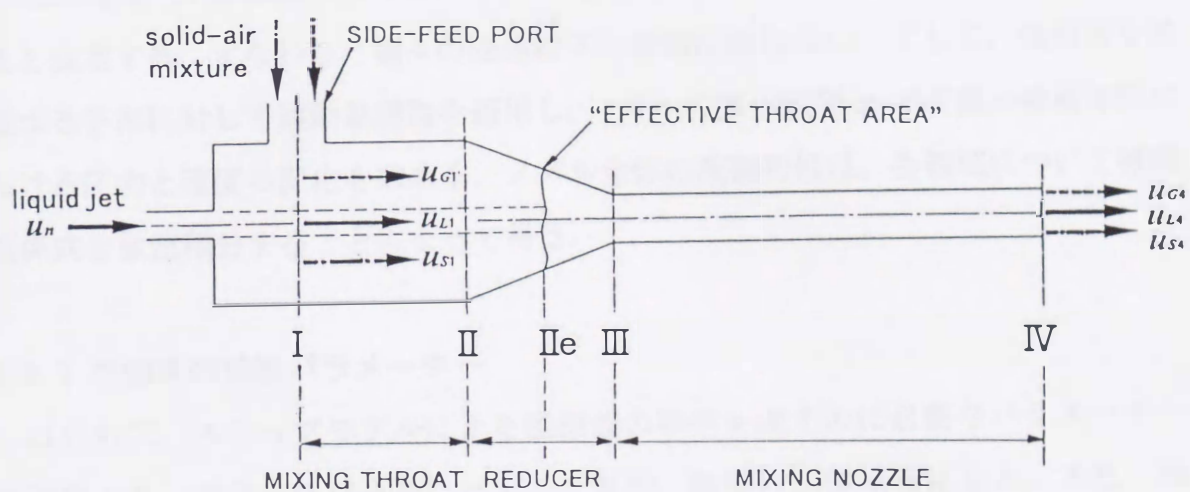


図 2.1 AWJ ノズルの解析モデル

析⁽¹⁴⁾で良い近似が得られることが示されており、流れ方向に状態変化が大きい流れに対しては適切なモデルと判断される。二次流体として気泡流を吸引する場合については Cunningham⁽¹⁵⁾の二相流液体ジェットポンプのモデルがあるが、本解析では、それをさらにアブレシブ混合による固気液三相流に拡張したものである。

2.3 混相流の特性パラメーターと基礎式

この解析では、上述のように各相が空間的に一様に分布する連続流体として流れると仮定する。すなわち、個々の固体粒子の運動は扱わない。そして、混相流を構成する各相に対して運動量理論を適用し、ノズルの微小区間 dz での微小検査体積における圧力と速度の変化を求める。ノズル全体の流動特性は、各領域について特性関係式を数値積分することによって得る。

2.3.1 混相流の特性パラメーター

はじめに、スリップモデルによる混相流の特性を表すのに必要なパラメーターを定義する。液相の体積流量に対する、気相、固相の体積流量比を ϕ 、また、液相の質量流量に対する、気相、固相の質量流量比を m 、さらに、液相速度に対する気相、固相の速度比すなわちスリップ比を σ とし、次のように表す。

$$\phi_G = \frac{Q_G}{Q_L}, \quad \phi_S = \frac{Q_S}{Q_L} \quad (2.1)$$

$$m_G = \frac{W_G}{W_L}, \quad m_S = \frac{W_S}{W_L} \quad (2.2)$$

$$\sigma_G = \frac{u_G}{u_L}, \quad \sigma_S = \frac{u_S}{u_L} \quad (2.3)$$

混相流の気相のボイド率、あるいは液相と固相の断面積比（各相が実際に流路断面を占める割合であり、時間平均で考えれば各相が空間に占める体積割合と同じである。）および相速度は、体積流量比 ϕ 、スリップ比 σ を用いてそれぞれ次式で表される。

$$\text{相断面積比: } \alpha_G \equiv \frac{A_G}{A} = \frac{\phi_G / \sigma_G}{1 + \phi_G / \sigma_G + \phi_S / \sigma_S} \quad (2.5)$$

$$\alpha_L \equiv \frac{A_L}{A} = \frac{1}{1 + \phi_G / \sigma_G + \phi_S / \sigma_S} \quad (2.6)$$

$$\alpha_S \equiv \frac{A_S}{A} = \frac{\phi_S / \sigma_S}{1 + \phi_G / \sigma_G + \phi_S / \sigma_S} \quad (2.7)$$

$$\text{相速度: } u_G = \frac{\phi_G Q_L}{\alpha_G A} = \sigma_G \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \frac{u_n}{a} \quad (2.8)$$

$$u_L = \frac{Q_L}{\alpha_L A} = \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \frac{u_n}{a} \quad (2.9)$$

$$u_S = \frac{\phi_S Q_L}{\alpha_S A} = \sigma_S \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \frac{u_n}{a} \quad (2.10)$$

ここで、液相の見かけ速度 Q_L/A は、

$$\frac{Q_L}{A} = \frac{A_n u_n}{A} = \frac{u_n}{a} \quad (2.11)$$

で表される。なお、 α_G 、 α_L および α_S の間には次の関係が成立する。

$$\alpha_G + \alpha_L + \alpha_S = 1 \quad (2.12)$$

2.3.2 連続の式

本解析では各相間での質量移動を考慮しないので、気相、液相、固相における連続の式はそれぞれ次の式で表される。

$$d(\rho_G u_G \alpha_G A) = 0, d(\rho_L u_L \alpha_L A) = 0, d(\rho_S u_S \alpha_S A) = 0 \quad (2.13)$$

上の三つの式の和は、混相流全体の連続の式を表す。すなわち、

$$d(\rho_G u_G \alpha_G A + \rho_L u_L \alpha_L A + \rho_S u_S \alpha_S A) = 0 \quad (2.14)$$

この式は次式で表すことができる.

$$dW_G + dW_L + dW_S = 0 \quad (2.15)$$

2.3.3 運動量方程式

運動量方程式は, 圧縮性が無視できる程度に小さければ, 各相の運動量変化, 圧力変化および壁面のせん断応力を考慮して, 次式で表される.

$$\rho_G u_G \alpha_G A du_G + \alpha_G A dp + \tau_{wG} S_G dz = 0 \quad (2.16)$$

$$\rho_L u_L \alpha_L A du_L + \alpha_L A dp + \tau_{wL} S_L dz = 0 \quad (2.17)$$

$$\rho_S u_S \alpha_S A du_S + \alpha_S A dp + \tau_{wS} S_S dz = 0 \quad (2.18)$$

上式で, S は濡れ縁の長さ, τ_w は混相流の流路壁面せん断応力である. それらの各相間の関係は次式で表される.

$$\tau_w S = \tau_{wG} S_G + \tau_{wL} S_L + \tau_{wS} S_S \quad (2.19)$$

式(2.16), (2.17)および(2.18)から, 混相流全体の運動量方程式は次のようになる.

$$(\rho_G u_G \alpha_G du_G + \rho_L u_L \alpha_L du_L + \rho_S u_S \alpha_S du_S) + dp + (\tau_w S/A) dz = 0 \quad (2.20)$$

あるいは質量流量 W を用いて, 式(2.20)は次のように簡略化できる.

$$(W_G du_G + W_L du_L + W_S du_S)/A + dp + d(\Delta p_{MPF}) = 0 \quad (2.21)$$

2.3.4 エネルギー方程式

上記の運動量方程式を有限区間長について積分しエネルギー方程式を得る. 式(2.20)を, 体積流量比 ϕ , 質量流量比 m およびスリップ比 σ の関係を用いて書き換えると,

$$\left(u_G du_G + \frac{\sigma_G}{m_G} u_L du_L + \frac{m_S \sigma_G}{m_G \sigma_S} u_S du_S \right) + \frac{\sigma_G}{m_G \rho_L} \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) dp + \frac{\sigma_G}{m_G \rho_L} \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \frac{\tau_w S}{A} dz = 0 \quad (2.22)$$

気相の体積流量比 ϕ_G は気体密度の関数であるので,

$$\phi_G = \phi_{G0} \frac{\rho_{G0}}{\rho_G} = \phi_{G0} \frac{p_0}{p} \quad (2.23)$$

ここで, ϕ_{G0} と p_0 は標準状態での値である. 式(2.23)の關係を用いて式(2.22)を積分すると, 次のエネルギー方程式を得る.

$$\begin{aligned} \int_i^e \left(u_G du_G + \frac{\sigma_G}{m_G} u_L du_L + \frac{m_S}{m_G} \frac{\sigma_G}{\sigma_S} u_S du_S \right) \\ + \frac{1}{m_G \rho_L} \int_i^e \left(1 + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \sigma_G dp + \frac{\phi_{G0}}{m_G} \frac{p_0}{\rho_L} \int_i^e \frac{dp}{p} + E_{IMPF} = 0 \end{aligned} \quad (2.24)$$

ここで, 添字 i と e は区間の入口と出口の断面を意味する. また, E_{IMPF} は混相流の単位質量あたりのエネルギー損失を表しており次式で定義される.

$$E_{IMPF} = \frac{1}{m_G \rho_L} \int_i^e \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \frac{\sigma_G \tau_w S}{A} dz \quad (2.25)$$

2.4 AWJ ノズル内の流れにおける特性関係式

AWJ ノズル内の各領域での流体力学的特性を表す関係式は, 境界条件を考慮することにより前述の運動量方程式またはエネルギー方程式から得られる.

図 2.1 に示すミキシングスロート領域における固気の混合直後では, 流れの状態は瞬時に変化すると考えられる. よって, この領域での関係式には, 入口断面 I と出口断面 II の状態でのみ導かれる運動量方程式を適用する. 一方, レデューサー, ミキシングノズル領域での関係式には, 各相の混合過程, あるいは完全混合流の流れの状態を見積もるため, 微小区間を積分したエネルギー式で表す.

2.4.1 ミキシングスロート領域

式(2.21)より, この領域での運動量方程式は,

$$\frac{1}{A_i} \left[W_G (u_{G1} - u_{G2}) + W_L (u_{L1} - u_{L2}) + W_S (u_{S1} - u_{S2}) \right] + (p_1 - p_2) - \Delta p_{MPF12} = 0 \quad (2.26)$$

ここで、 Δp_{MPF12} は摩擦による圧力降下である。添え字 1 と 2 はそれぞれ図 2.1 に示す断面 I と II を意味している。断面 I での液相速度 u_{L1} は、ウォーターノズル噴射直後の速度 u_n に等しいとする。

$$u_{L1} = u_n \quad (2.27)$$

また、ミキシングスロートに吸引される気相と固相（固体粒子）の速度は等しいとして、断面 I での気相、固相速度 u_{G1} , u_{S1} は連続の式より次式で与えられる。

$$u_{G1} = u_{S1} = \frac{Q_{G1} + Q_{S1}}{A_i - A_n} = \frac{\phi_{G1} + \phi_{S1}}{a_i - 1} \frac{Q_L}{A_n} = \frac{\phi_{G1} + \phi_{S1}}{a_i - 1} u_n \quad (2.28)$$

断面 II でのスリップ比 σ_{G2} と σ_{S2} がわかっているならば、断面 II での各相の速度は式 (2.8), (2.9) および (2.10) より、次の式によって与えられる。

$$u_{G2} = \sigma_{G2} u_{L2} = \sigma_{G2} \left(1 + \frac{\phi_{G2}}{\sigma_{G2}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{S2}} \right) \frac{u_n}{a_i} \quad (2.29)$$

$$u_{L2} = \left(1 + \frac{\phi_{G2}}{\sigma_{G2}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{S2}} \right) \frac{u_n}{a_i} \quad (2.30)$$

$$u_{S2} = \sigma_{S2} u_{L2} = \sigma_{S2} \left(1 + \frac{\phi_{G2}}{\sigma_{G2}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{S2}} \right) \frac{u_n}{a_i} \quad (2.31)$$

これらの速度を式 (2.26) に代入し、さらに次の関係、

$$\frac{W_G}{A_i} = \frac{\rho_L u_n}{a_i} m_G, \quad \frac{W_L}{A_i} = \frac{\rho_L u_n}{a_i}, \quad \frac{W_S}{A_i} = \frac{\rho_L u_n}{a_i} m_S \quad (2.32)$$

を用いると、次式の運動量方程式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{\rho_L u_n^2}{a_i} \left[1 - \frac{1}{a_i} \left(1 + \frac{\phi_{G2}}{\sigma_{G2}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{S2}} \right) \right] \\ & + \frac{\rho_L u_n^2}{a_i} \left[\frac{\phi_{G1} + \phi_{S1}}{a_i - 1} - \frac{\sigma_{G2}}{a_i} \left(1 + \frac{\phi_{G2}}{\sigma_{G2}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{S2}} \right) \right] m_G \\ & + \frac{\rho_L u_n^2}{a_i} \left[\frac{\phi_{G1} + \phi_{S1}}{a_i - 1} - \frac{\sigma_{S2}}{a_i} \left(1 + \frac{\phi_{G2}}{\sigma_{G2}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{S2}} \right) \right] m_S + (p_1 - p_2) - \zeta_i \frac{\rho_L u_n^2}{2} = 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

ここで、 ζ_i は次式で定義されるミキシングスロートの摩擦損失係数である。

$$\zeta_i = \frac{\Delta p_{MPF12}}{\rho_i u_n^2 / 2} \quad (2.34)$$

式(2.33)を、ミキシングノズル出口が接する大気圧 p_0 を基準圧力にとって無次元化し、 $\psi = p/p_0$ と表すと、ミキシングスロートの無次元運動量方程式は式(2.35)で表される。

$$\begin{aligned} \psi_2 + \frac{2\psi_n}{a_i^2} (1 + m_G \sigma_{G2} + m_S \sigma_{S2}) \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_2 \sigma_{G2}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{S2}} \right) \\ - \psi_1 - \frac{2\psi_n}{a_i} \left[1 + (m_G + m_S) \frac{\phi_{G0}/\psi_1 + \phi_S}{a_i - 1} \right] + \zeta_i \psi_n = 0 \end{aligned} \quad (2.35)$$

ここで、 ψ_n は次式で与えられる無次元噴射動圧である。

$$\psi_n = \frac{\rho_i u_n^2}{2p_0} \quad (2.36)$$

式(2.35)で第1項は断面IIでの無次元圧力項を表し、第2項は断面IIでの無次元運動量を表している。さらに、第3項は断面Iでの無次元圧力を、第4項は断面Iでの無次元運動量を表している。また、第5項は、断面Iと断面IIにおける圧力損失項である。この関係式には ψ_2 、 σ_{G2} 、 σ_{S2} の3つの未知数を含んでおり、各断面での圧力を求めるためには、実験からの流れの状態の類推、または未知数の仮定が必要となる。

2.4.2 レデューサー領域

各相の混合過程の評価において、短い区間でスリップ比が一定とみなされるとき、レデューサー領域のエネルギー方程式は式(2.24)と(2.25)の積分により次の式で表される。添え字 i と e はそれぞれレデューサー領域の微小区間の入口と出口の断面を意味する。

$$\left(\frac{u_{Ge}^2 - u_{Gi}^2}{2} + \frac{\sigma_G}{m_G} \frac{u_{Le}^2 - u_{Li}^2}{2} + \frac{m_S}{m_G \sigma_S} \frac{u_{Se}^2 - u_{Si}^2}{2} \right) + \frac{\sigma_G}{m_G \rho_L} \left(1 + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) (p_e - p_i) + \frac{\phi_{G0} p_0}{m_G \rho_L} \ln \left(\frac{p_e}{p_i} \right) + E_{IMPFie} = 0 \quad (2.37)$$

ここで、エネルギー損失 E_{IMPFie} は、

$$E_{IMPFie} = \frac{1}{m_G \rho_L} \left(1 + \frac{\phi_G}{\sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right) \sigma_G \Delta p_{MPFie} \quad (2.38)$$

である。断面 i の速度は式(2.29), (2.30)および(2.31)と同様に次式で与えられる。

$$u_{Gi} = \sigma_{Gi} \left(1 + \frac{\phi_{Gi}}{\sigma_{Gi}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Si}} \right) \frac{u_n}{a_r} \quad (2.39)$$

$$u_{Li} = \left(1 + \frac{\phi_{Gi}}{\sigma_{Gi}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Si}} \right) \frac{u_n}{a_r} \quad (2.40)$$

$$u_{Si} = \sigma_{Si} \left(1 + \frac{\phi_{Gi}}{\sigma_{Gi}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Si}} \right) \frac{u_n}{a_r} \quad (2.41)$$

また、断面 e の速度は次の式(2.42), (2.43), (2.44)によって与えられる。

$$u_{Ge} = \sigma_{Ge} \left(1 + \frac{\phi_{Ge}}{\sigma_{Ge}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Se}} \right) \frac{u_n}{a_r} \quad (2.42)$$

$$u_{Le} = \left(1 + \frac{\phi_{Ge}}{\sigma_{Ge}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Se}} \right) \frac{u_n}{a_r} \quad (2.43)$$

$$u_{Se} = \sigma_{Se} \left(1 + \frac{\phi_{Ge}}{\sigma_{Ge}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Se}} \right) \frac{u_n}{a_r} \quad (2.44)$$

これらの速度を式(2.37)に代入して、 p_0 で無次元化すると、次の無次元エネルギー方程式を得る。

$$\begin{aligned}
& \psi_e + \frac{\psi_n}{a_r^2} \frac{1 + m_G \sigma_{Ge} + m_S \sigma_{Se}}{1 + \phi_S / \sigma_{Se}} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_e \sigma_{Ge}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Se}} \right)^2 + \frac{\phi_{G0} \ln \psi_e}{\sigma_{Ge} (1 + \phi_S / \sigma_{Se})} \\
& - \psi_i - \frac{\psi_n}{a_r^2} \frac{1 + m_G \sigma_{Gi} + m_S \sigma_{Si}}{1 + \phi_S / \sigma_{Si}} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_i \sigma_{Gi}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Si}} \right)^2 - \frac{\phi_{G0} \ln \psi_i}{\sigma_{Gi} (1 + \phi_S / \sigma_{Si})} \\
& + \left[1 + \frac{\phi_{G0} / \psi_i}{\sigma_{Gi} (1 + \phi_S / \sigma_{Si})} \right] \zeta_r \psi_n = 0
\end{aligned} \tag{2.45}$$

ここで、 ζ_r は次式で定義されるレデューサーの摩擦損失係数である。

$$\zeta_r = \frac{\Delta p_{MPFe}}{\rho_L u_n^2 / 2} \tag{2.46}$$

式(2.45)で第1項と第3項は断面 e での圧力エネルギーを表し、第2項は断面 e での速度エネルギーを表している。さらに、第4項、第6項は断面 i での圧力エネルギーを、第5項は断面 i での速度エネルギーをそれぞれ表している。第7項はレデューサー内のエネルギー損失項である。

また、微小区間で一定と見なしたスリップ比 σ_G 、 σ_S に関して、断面 i についての圧力、速度エネルギー項には σ_{Gi} 、 σ_{Si} を用い、断面 e についての圧力、速度エネルギー項には σ_{Ge} 、 σ_{Se} を用いている。

2.4.3 ミキシングノズル領域

レデューサー領域と同様の仮定により、ミキシングノズル内の混相流のエネルギー方程式は式(2.37)と同じ形式で与えられ、したがって、ミキシングノズル領域での無次元エネルギー方程式は次式で表される。添え字 i と e はそれぞれミキシングノズル領域での微小区間の入口と出口の断面を意味する。

$$\begin{aligned}
& \psi_e + \frac{\psi_n}{a_m^2} \frac{1 + m_G \sigma_{Ge} + m_S \sigma_{Se}}{1 + \phi_S / \sigma_{Se}} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_e \sigma_{Ge}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Se}} \right)^2 + \frac{\phi_{G0} \ln \psi_e}{\sigma_{Ge} (1 + \phi_S / \sigma_{Se})} \\
& - \psi_i - \frac{\psi_n}{a_m^2} \frac{1 + m_G \sigma_{Gi} + m_S \sigma_{Si}}{1 + \phi_S / \sigma_{Si}} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_i \sigma_{Gi}} + \frac{\phi_S}{\sigma_{Si}} \right)^2 - \frac{\phi_{G0} \ln \psi_i}{\sigma_{Gi} (1 + \phi_S / \sigma_{Si})} \\
& + \left[1 + \frac{\phi_{G0} / \psi_i}{\sigma_{Gi} (1 + \phi_S / \sigma_{Si})} \right] \zeta_m \psi_n = 0
\end{aligned} \tag{2.47}$$

ここで、 ζ_m は次式で定義されるミキシングノズルの摩擦損失係数である。

$$\zeta_m = \frac{\Delta p_{MPFe}}{\rho_i u_n^2 / 2} \quad (2.48)$$

式(2.47)で第1項と第3項は断面 e での圧力エネルギーを表し、第2項は断面 e での速度エネルギーを表している。さらに、第4項、第6項は断面 i での圧力エネルギーを、第5項は断面 i での速度エネルギーをそれぞれ表している。また、第7項はミキシングノズル内のエネルギー損失項である。

また、この領域でも微小区間で一定と見なしたスリップ比 σ_G 、 σ_S は、断面 i についての圧力、速度エネルギー項には σ_{Gi} 、 σ_{Si} を用い、断面 e についての圧力、速度エネルギー項には σ_{Ge} 、 σ_{Se} を用いている。

ミキシングノズル内の各断面の速度は、式(2.42)から(2.44)において断面積 a_r を a_m に置き換えた式で与えられる。

2.5 均質流モデルによる計算結果

固気液三相流の流動モデルの評価のため、ノズル内の圧力分布、相速度分布と各パラメーターとの関係を調べる。各領域での無次元圧力は特性関係式(2.35)、(2.45)、および(2.47)より求めるが、そのとき、気相と固相それぞれのスリップ比 σ_G 、 σ_S および損失係数 ζ を知る必要がある。これらの値は実験データから定めなければならないが、はじめに最も簡単な場合として均質流 $\sigma_G = \sigma_S = 1$ を考える。

2.5.1 均質流モデルによる AWJ の特性関係式

均質流モデルの場合、レデューサー、およびミキシングノズル領域でのエネルギー式は式(2.45)、(2.47)において微小断面 i 、 e を、レデューサー領域では図 2.1 で示す断面 II (添字 2)、III (添字 3) に、ミキシングノズル領域では断面 III、IV (添字 4) にそれぞれ置き換え、次のように簡略化された式を用いる。

$$\begin{aligned} & \psi_3 + \frac{\psi_n}{a_m^2} \frac{1+m_G+m_S}{1+\phi_S} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_3} + \phi_S\right)^2 + \frac{\phi_{G0} \ln \psi_3}{1+\phi_S} \\ & - \psi_2 - \frac{\psi_n}{a_i^2} \frac{1+m_G+m_S}{1+\phi_S} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_2} + \phi_S\right)^2 - \frac{\phi_{G0} \ln \psi_2}{1+\phi_S} + \left[1 + \frac{\phi_{G0}/\psi_2}{1+\phi_S}\right] \zeta_r \psi_n = 0 \quad (2.49) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \psi_4 + \frac{\psi_n}{a_m^2} \frac{1+m_G+m_S}{1+\phi_S} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_4} + \phi_S\right)^2 + \frac{\phi_{G0} \ln \psi_4}{1+\phi_S} \\ & - \psi_3 - \frac{\psi_n}{a_m^2} \frac{1+m_G+m_S}{1+\phi_S} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi_3} + \phi_S\right)^2 - \frac{\phi_{G0} \ln \psi_3}{1+\phi_S} + \left[1 + \frac{\phi_{G0}/\psi_3}{1+\phi_S}\right] \zeta_m \psi_n = 0 \quad (2.50) \end{aligned}$$

また、拡大スケールモデルによる水-空気可視化実験（付録 C 参照）によれば、ウォーターノズルから噴射される水噴流は、図 2.2 に示すようにレデューサーまでは気相とほとんど混合せずに流れ、大部分の混合はミキシングノズルで行われていることが分かる。したがって、ここで扱う均質流モデルの計算では、図 2.1 の断面 IIe で完全混合状態となるとし、その後は均質として計算を行う。

本解析における圧力損失係数は、Cunningham⁽¹⁵⁾が二相流液体ジェットポンプのモデルで用いた値を参照した。この係数は計算に大きく影響するため、正確な値は実験値より求めることが望ましいが、ここでは解析モデルの妥当性を調べるのが目的であり、数値計算によって「第一次近似」的な値を求めればよいので本解析に適用した。

表 2.1 に実機の動作条件と、数値計算で用いるパラメーターの比較を示す。ミキシングスロートの断面積比 a_i については、実際の値は約 400-700 の範囲であるが、上述のスロート部での観察結果から有効スロート断面積比を $a_i=10-30$ とする。また、質量流量比を計算するための密度 ρ_{G0} , ρ_L および ρ_S はそれぞれ 1.205, 1000 および 4000kg/m³ とする。

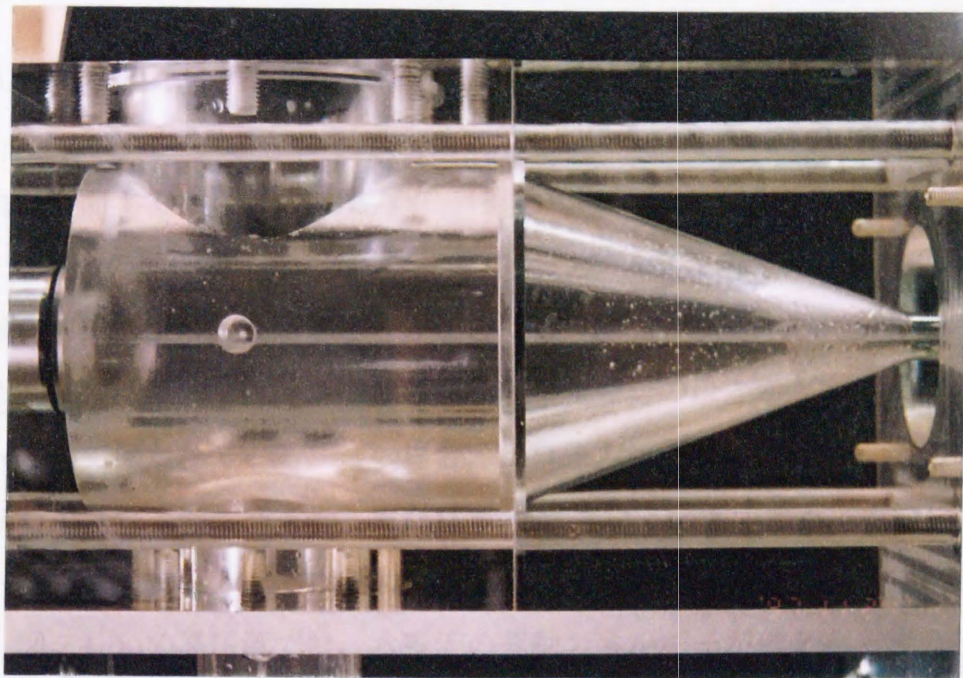


図 2.2 ミキシングスロート，レデューサー領域での混合状態

表 2.1 実機作動条件と解析条件の比較

parameter	ψ_n	ϕ_{G0}	ϕ_S	α_l	α_m
actual operating condition	500-3000	2-10	0.00-0.04	400-700*	10-25
calculation	20-3000	2-10	0.00-0.04	10-30	10-25

* observed effective mixing throat area is close to α_m

2.5.2 ミキシングスロート圧力特性

図 2.3 はミキシングスロート領域の無次元圧力特性である。式(2.35)が二次関数であるため、断面 I で与えた入口圧力 ψ_1 (横軸) に対して、断面 II での出口圧力 ψ_2 (縦軸) は二つの解を持つこととなる。この二つの解のパターンを出口圧力 ψ_2 の大きさに区別して低圧解、高圧解と呼ぶことにし、図 2.3 の(a), (b)に分けて示してある。図 2.3 (a)の低圧解では、水噴流の運動エネルギーのほとんどが混相流の運動エネルギーとして保たれている。この場合、出口圧力 ψ_2 は気体体積流量比 ϕ_{G0} に大きく依存し、 ϕ_{G0} によって $\psi_1 > \psi_2$, または $\psi_1 < \psi_2$ となる範囲がある。すなわち、ミキシングスロート入口圧力と出口圧力の関係には圧縮、膨張両方のケースが存在する。

一方、図 2.3 (b)の高圧解では、水噴流の運動エネルギーがほとんど混合時の圧力上昇に変換されることを意味している。運動量方程式中には低圧解、高圧解のどちらが実在するかを判定する基準は含まれていないが、後で述べるエネルギー特性曲線の検討結果から実際の AWJ の運転条件を表すのは低圧解でなければならないことが分かる。

2.5.3 レデューサー圧力特性

式(2.49)より得られるレデューサー領域の入口 (断面 II) の圧力 ψ_2 と、出口 (断面 III) の圧力 ψ_3 の無次元圧力特性を図 2.4 に示す。運動量の積分によって生じる対数項の影響により、与えた入口圧力 ψ_2 の範囲によって解の得られる領域が二つ存在する(図 2.4 の(a)と(b))。この場合もミキシングスロート内の圧力変化 (図 2.3) での ψ_2 による解の分類を適用して、この二つの領域を低圧解、高圧解と表現する。また、それぞれの領域で得られる解は、レデューサー領域の場合、高次関数部分の特性を含むため出口圧力 ψ_3 について変曲点をもつ連続な曲線として存在する。

図 2.4(a)に示す低圧解では、出口圧力 ψ_3 は入口圧力 ψ_2 よりも常に高い。これは流動が圧縮過程であることを表している。図 2.4(b)に示す高圧解では逆に変化が圧力の膨張過程を意味している。この場合も運動量方程式中には低圧解、高圧解のどちらが実在するかの判定基準は含まれていないが、これも後述の AWJ ノズル全体の流れ方向に対するエネルギー特性の検討から低圧解でなければならないことが示される。

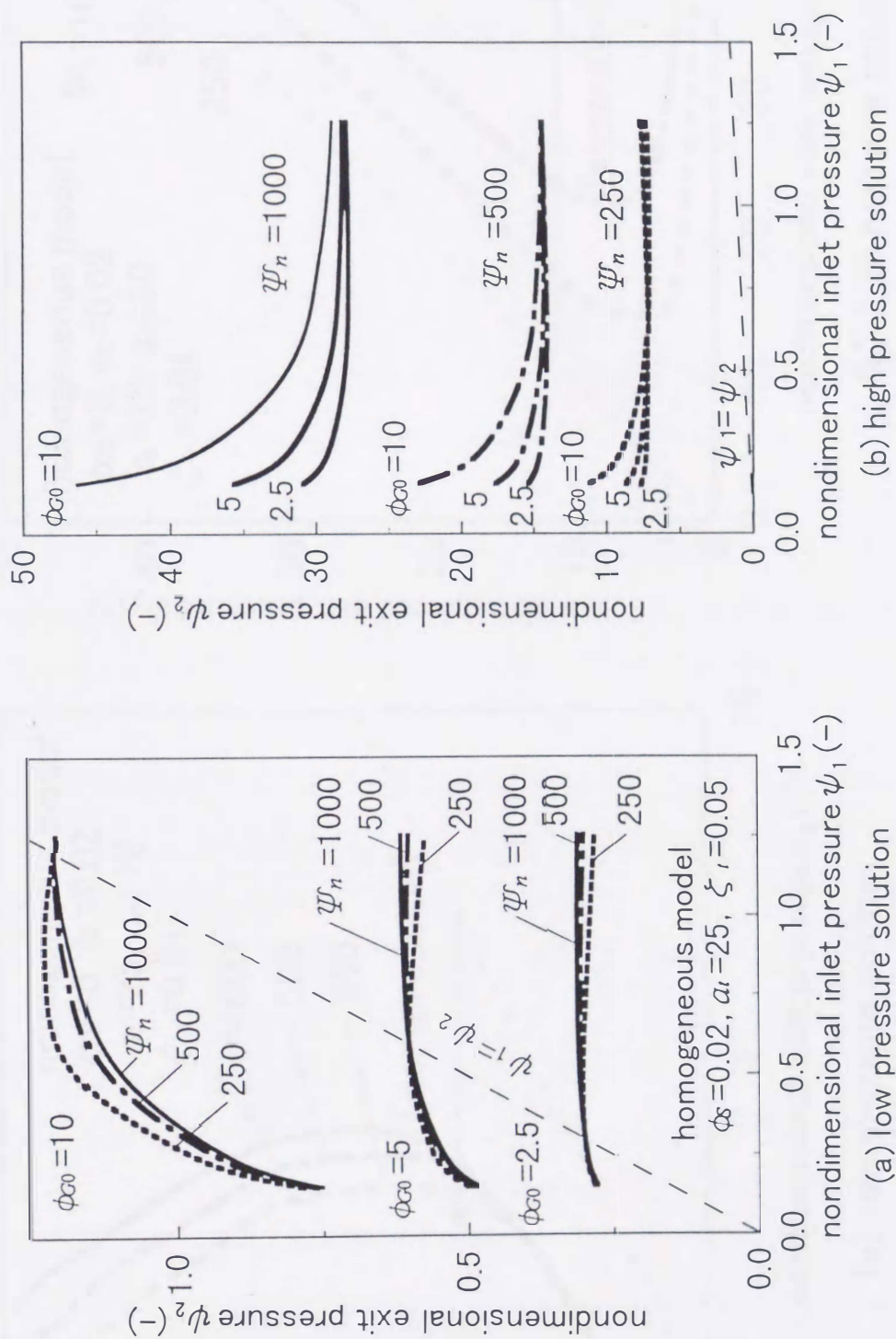


図 2.3 ミキシングスロート領域 (I - II) の無次元圧力変化

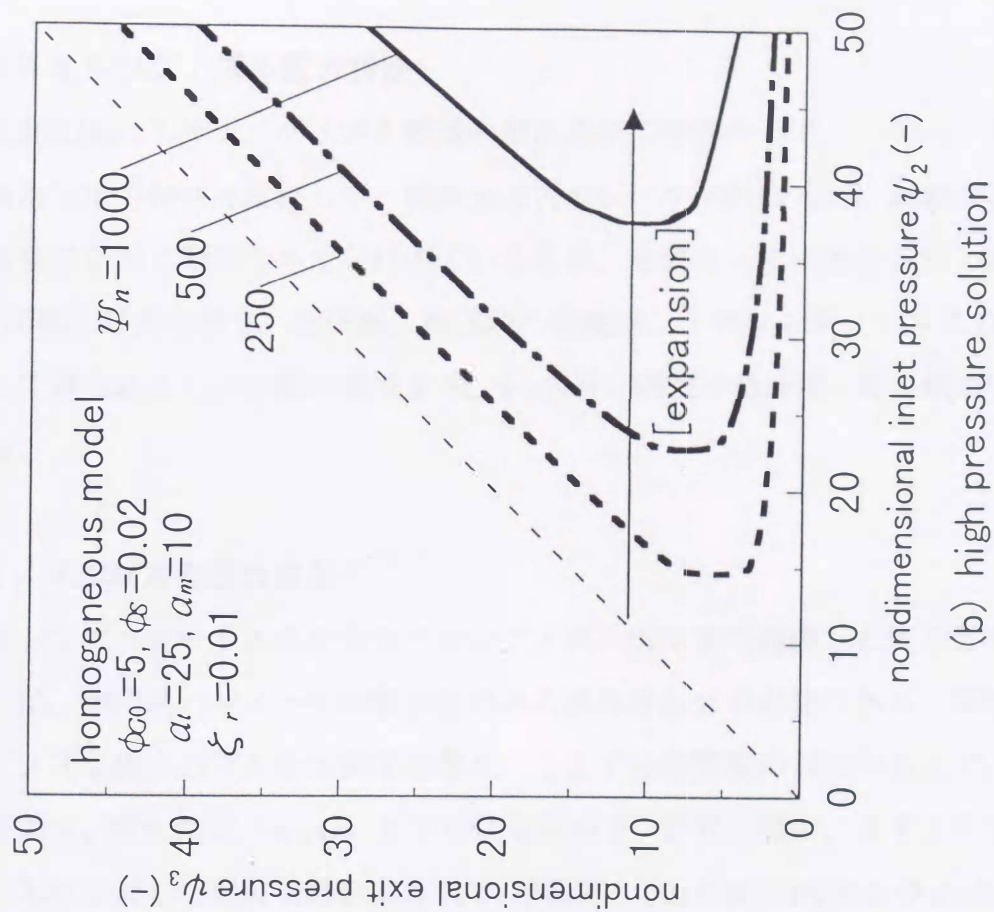
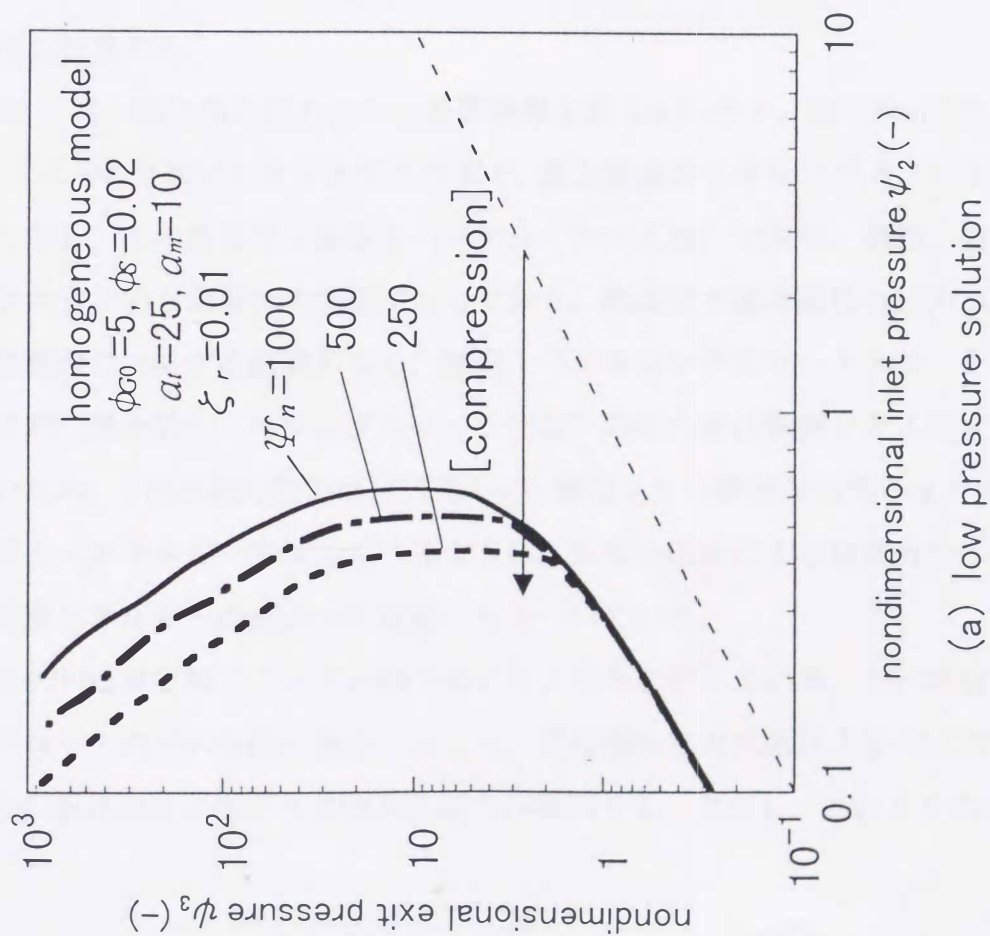


図 2.4 レデューサー領域 (II-III) の無次元圧力変化

2.5.4 ミキシングノズル圧力特性

図 2.5(a),(b)にミキシングノズル領域の無次元圧力特性を示す。レデューサー領域での無次元圧力特性と比較して、無次元圧力のレベルは異なるが、混相流のエネルギー方程式が同じ形式で与えられるているため、全体としての無次元圧力特性は図 2.4 と同様の傾向を示す。低圧解、高圧解の定義は、ミキシングノズル入口圧力 ψ_3 に対して得られる二つの解の領域より、 ψ_3 の低い領域を低圧解、高い領域を高圧解とする。

2.5.5 ノズル軸方向圧力分布

ミキシングスロート入口からミキシングノズル出口まで連続した圧力分布を得るためには、混相流パラメータの整合性のある組み合わせが必要である。実際のミキシングノズル出口の圧力を大気圧と考え、ここでは均質流の仮定のもとで、ノズル出口圧力 ψ_4 が大気圧($\psi_4=1$)となる解を求める。計算手順は、まずミキシングスロート入口に対して適当な無次元圧力 ψ_1 を仮定し、圧力 ψ_2 、 ψ_3 および ψ_4 を式(2.35)、(2.49)および(2.50)から順次算出して ψ_4 が大気圧となるまで ψ_1 を変化させながら、繰り返し計算する。

AWJ ノズル軸方向の圧力分布の計算結果を図 2.6 に示す。図 2.6(a)では、圧力は AWJ ノズルの全域にわたり大気圧以下で、最上流側のミキシングスロートの圧力が最低となる。この計算では断面 II (レデューサー入口) で液相、気相、固相が完全に混合するという均質流の仮定になっており、断面 II で混合直後の圧力 ψ_2 が図のように急激に上昇する結果となる。断面 I (ミキシングスロート入口) と断面 II の混合直前 (混合前のミキシングスロート出口) の圧力差は無視できる程度に非常に小さいため、この区間で圧力はほぼ等しい。断面 II から断面 IV の間の圧力の増加は、後の圧力-エネルギー特性で述べるように、気相の圧縮による速度減少に伴う混相流の速度エネルギーの圧力への変換にもとづいている。

図 2.6 (b)は高圧解でのノズル軸方向の圧力分布を示している。この場合、ミキシングスロート内での各相の混合によって、真空側から大気圧以上まで圧力が上昇する。その後は出口に向かって徐々に圧力が低下する。ただし、このときの ψ_n は、実

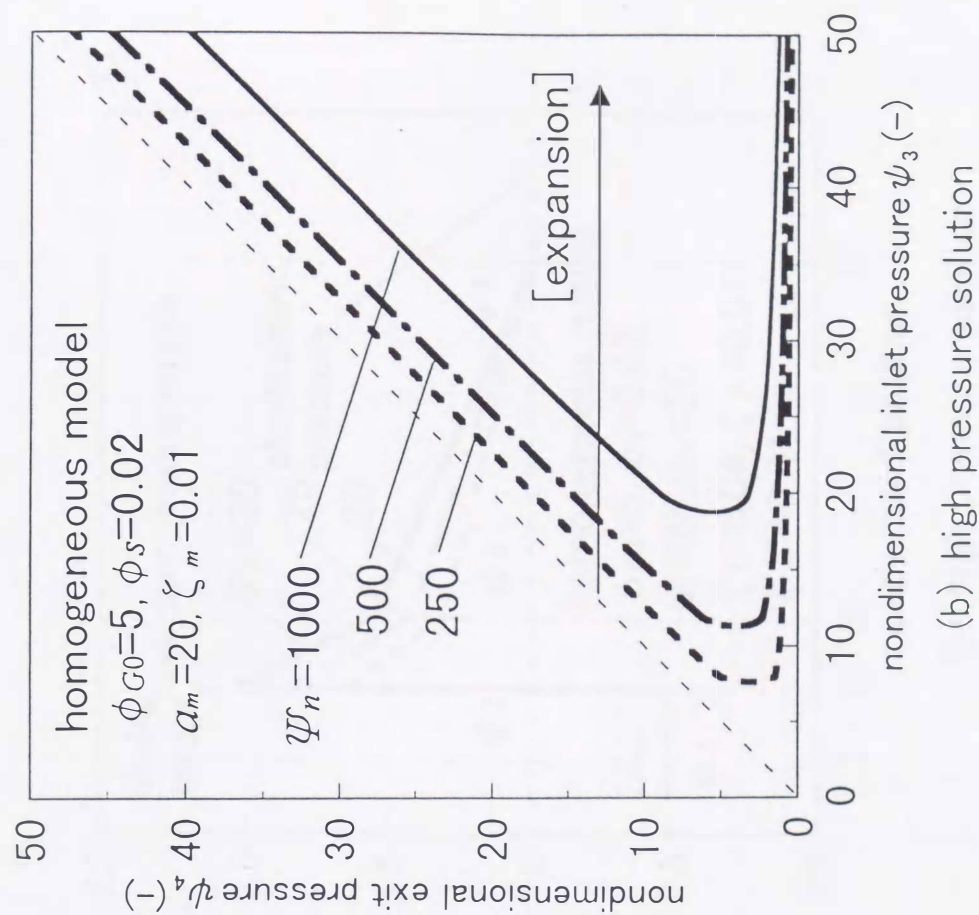
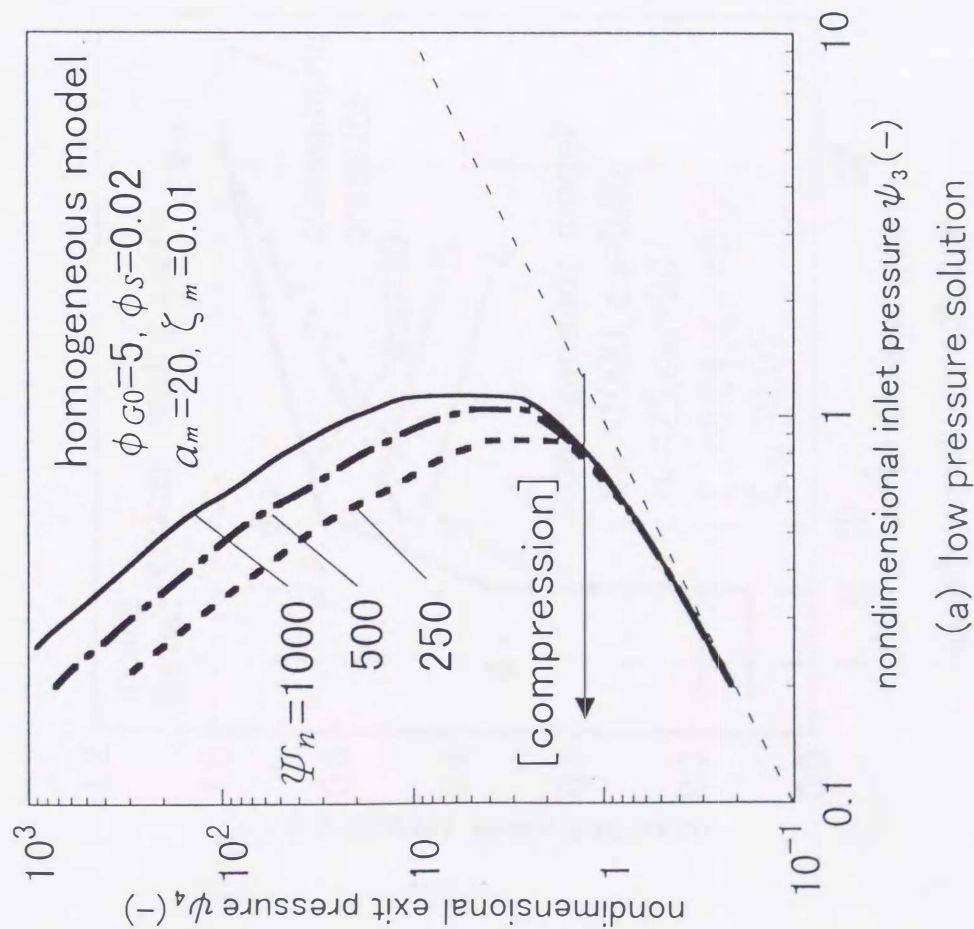
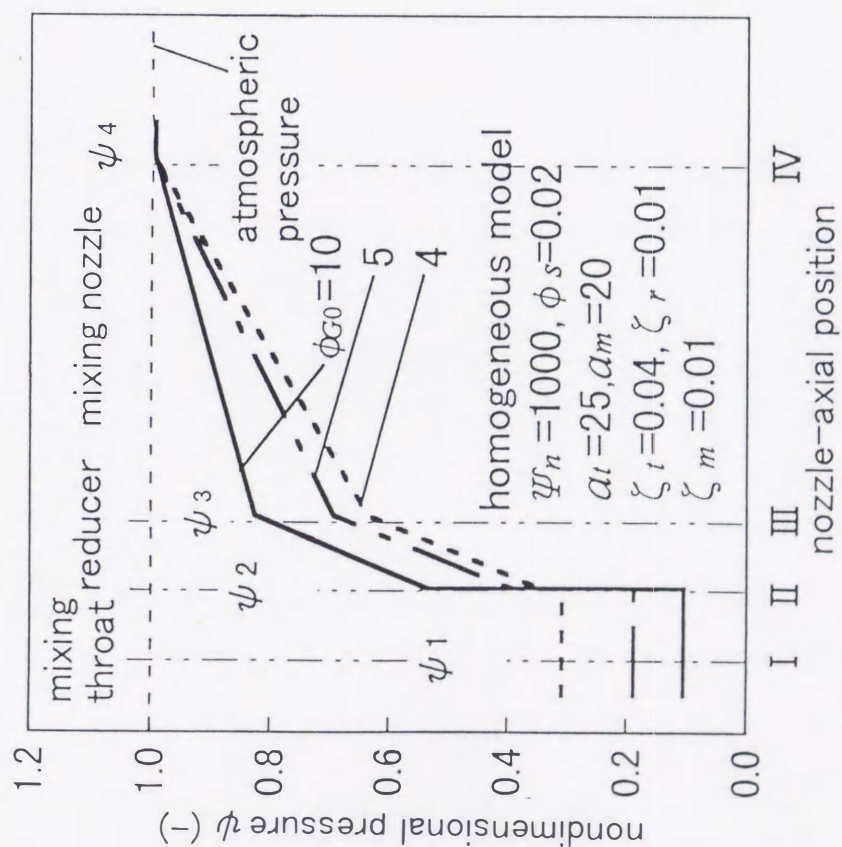
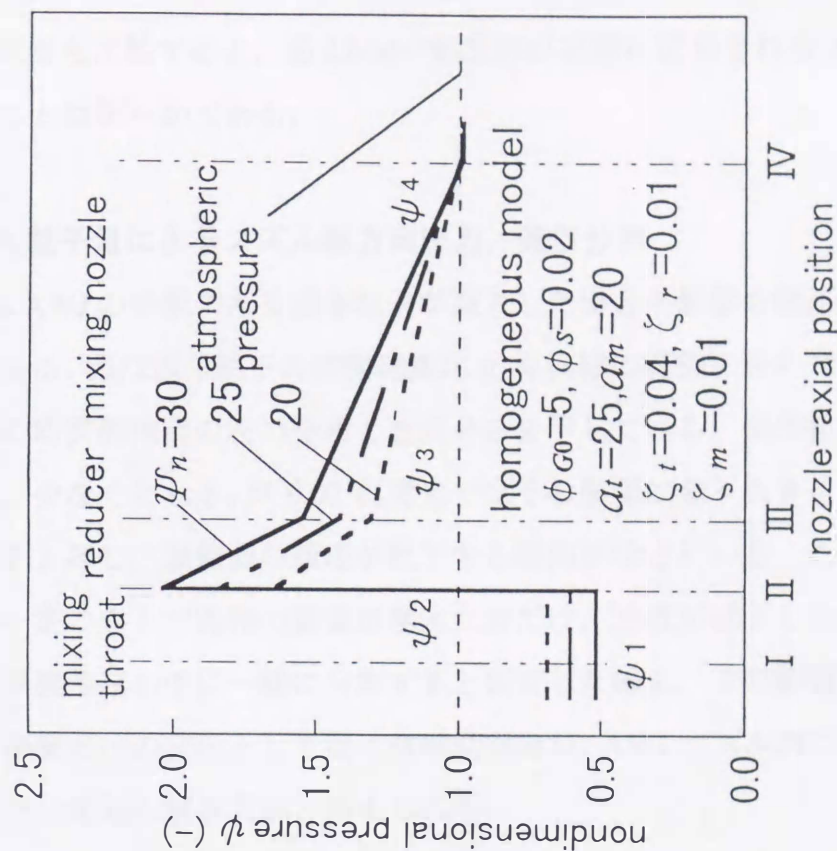


図 2.5 ミキシングノズル領域 (Ⅲ-Ⅳ) の無次元圧力変化



(a) low pressure solution



(b) high pressure solution

図 2.6 AWJ ノズル内の圧力分布

機の AWJ 動作条件 ($\psi_n = 500 - 3000$) と比較して非常に小さい値でなければ解が得られない。両者を比較すると、図 2.6(a) の低圧解が実際に使用される AWJ ノズルの状態に近いことは明らかである。

2.5.6 混入粒子量によるノズル軸方向圧力、速度分布

図 2.7 は AWJ の特徴である固体粒子が混入した場合の影響を低圧解について調べたものである。図は固体粒子の体積流量比 ϕ_s を実機の範囲に合わせて変えたときの、ノズル内の均質混相流の圧力分布と速度分布を示している。固体粒子が混入することにより、少なくとも ϕ_s が 0.02 程度まではその影響は余り大きくないが、圧力レベルが若干上昇し、混相流の速度が低下する傾向が示されている。この傾向は全体の運動量が一定のもとで固相の質量が増えた分だけ、速度が低下したことを示している。固相が混相流の中に一様に分布すると仮定した場合、その影響を混相流の質量あるいは密度だけの变化として扱う運動量理論が、AWJ ノズル内の流動状態の傾向を知る上では有効な解析方法と考えられる。

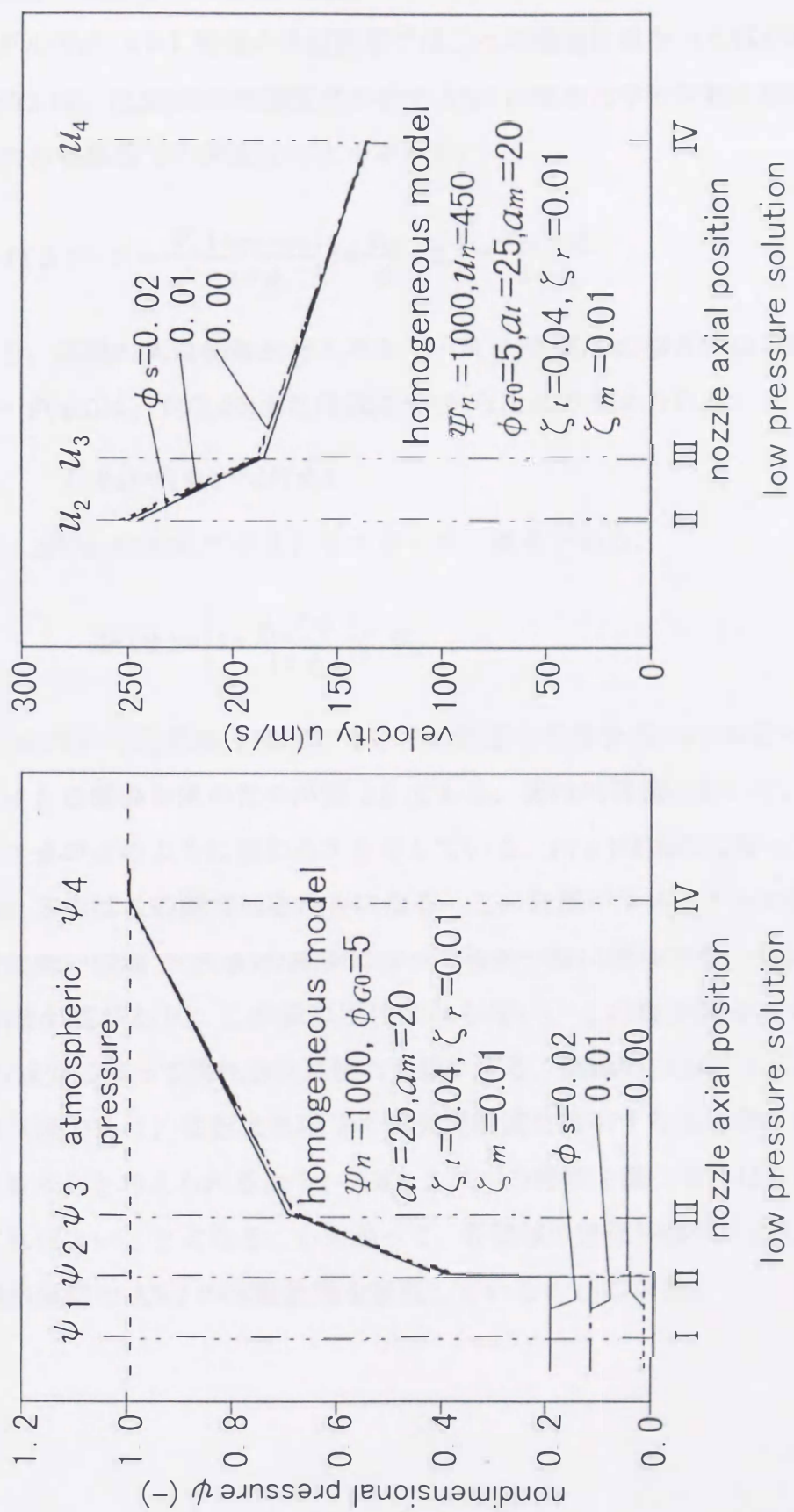


図 2.7 AWJ ノズル内の圧力, 速度分布

2.5.7 圧力-エネルギー特性の検討

本モデルでの AWJ 特性の数値計算では二つの極端に異なった解が得られた。そこで、式(2.49)、(2.50)の特性関係式が示す AWJ の流体力学的挙動を詳細に検討する。ノズル内の各断面での無次元エネルギーを、

$$F(\psi) = \psi + \frac{\psi_p}{a^2} \frac{1+m_G+m_S}{1+\phi_S} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi} + \phi_S\right)^2 + \frac{\phi_{G0} \ln \psi}{1+\phi_S} \quad (2.51)$$

で表すと、区間の入口側無次元エネルギー $F(\psi_i)$ が既知の場合の出口側の無次元エネルギー $F(\psi_e)$ は、式(2.49)または式(2.50)から次式で与えられる。

$$F(\psi_e) = F(\psi_i) - \Delta F(\psi_i) \quad (2.52)$$

ここで、 $\Delta F(\psi_i)$ は次式で示されるエネルギー損失である。

$$\Delta F(\psi) = \left[1 + \frac{\phi_{G0}/\psi}{1+\phi_S}\right] \zeta \psi_p \quad (2.53)$$

式(2.51)を用いて固気液三相流についての断面の全無次元エネルギー $F(\psi)$ と無次元圧力 ψ との関係を求めたのが図 2.8 である。図は均質流において、 $F(\psi)$ が変化するとき ψ がどのように変わるかを示している。 $F(\psi)$ は流れに沿って減少するから、流れ方向はこの図では左向きになる。この計算パラメーターの範囲では、 ψ の比較的低い領域で $F(\psi)$ の減少に伴って ψ が一様に増加する。しかし、 $F(\psi)$ の値には極小値があり、この値以下にはならない。この極小値をこえる領域では $F(\psi)$ の減少に伴って流れ方向に圧力も減少する。実際の AWJ ノズルでは出口圧力は大気圧であり、また大気圧下で固気混相流を吸引する入口側ミキシングスロートも $\psi < 1$ と考えられるから、AWJ ノズルの特性を調べるには ψ の低い領域を考慮すればよいことになる。したがって、各領域の特性関係式の二つの解のうち、低圧解が実際の AWJ の作動状態を表現していることになる。

式 (2.51) の第 1 項, 第 3 項からなる圧力エネルギー成分を,

$$F_{ph}(\psi) = \psi + \frac{\phi_{G0} \ln \psi}{1 + \phi_s} \quad (2.54)$$

また, 第 2 項からなる速度エネルギー成分を,

$$F_{vh}(\psi) = \frac{\psi_n}{a^2} \frac{1 + m_G + m_S}{1 + \phi_s} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi} + \phi_s \right)^2 \quad (2.55)$$

と表す. ただし,

$$F(\psi) = F_{ph}(\psi) + F_{vh}(\psi) \quad (2.56)$$

である. 図 2.8 において, ψ が $F(\psi)$ の減少に伴って増加する状態では, 式(2.55)で示される速度エネルギー成分 $F_{vh}(\psi)$ が $F(\psi)$ に対して支配的であることが図 2.9 および表 2.2 より説明される. すなわち, $F_{vh}(\psi)$ は流れ方向に圧力が増加し, さらに AWJ の動作条件である低い圧力領域で速度エネルギーが支配的である. 一方, 圧力エネルギー成分 $F_{ph}(\psi)$ に関しては流れ方向に圧力が減少し, しかも AWJ の動作条件よりも高い ψ の領域 (約 10 以上の ψ) で支配的である.

以上より, 高速混相流の流れにおいて速度エネルギー成分の変化が支配的である場合, 次のように状態の変化は説明される. スリップ比が一定の場合の圧力上昇は, 気体の数 10 倍あるいはそれ以上の質量比を持つ液体の速度エネルギーが圧力に変換されることによって成立する. したがって, 混相流の速度は気体の圧縮性のため, 圧力の上昇により減少する.

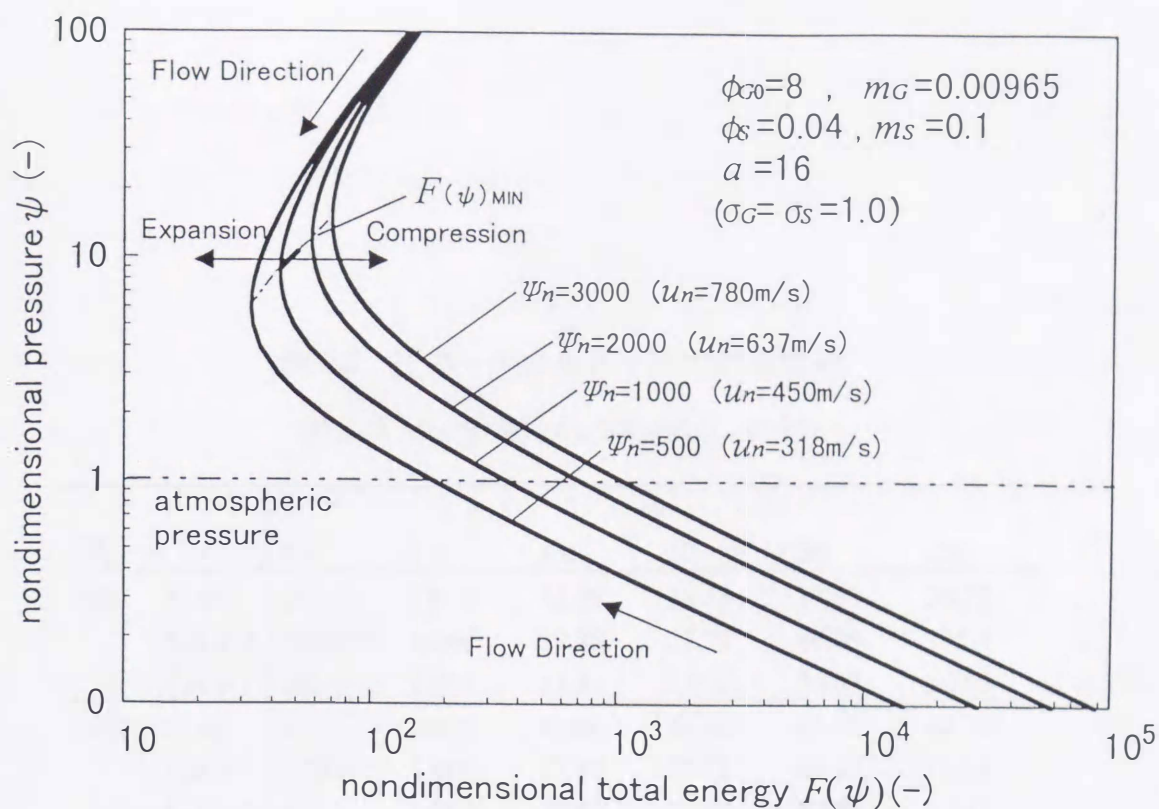


図 2.8 AWJ ノズル内の圧力-エネルギー特性 (均質流モデル)

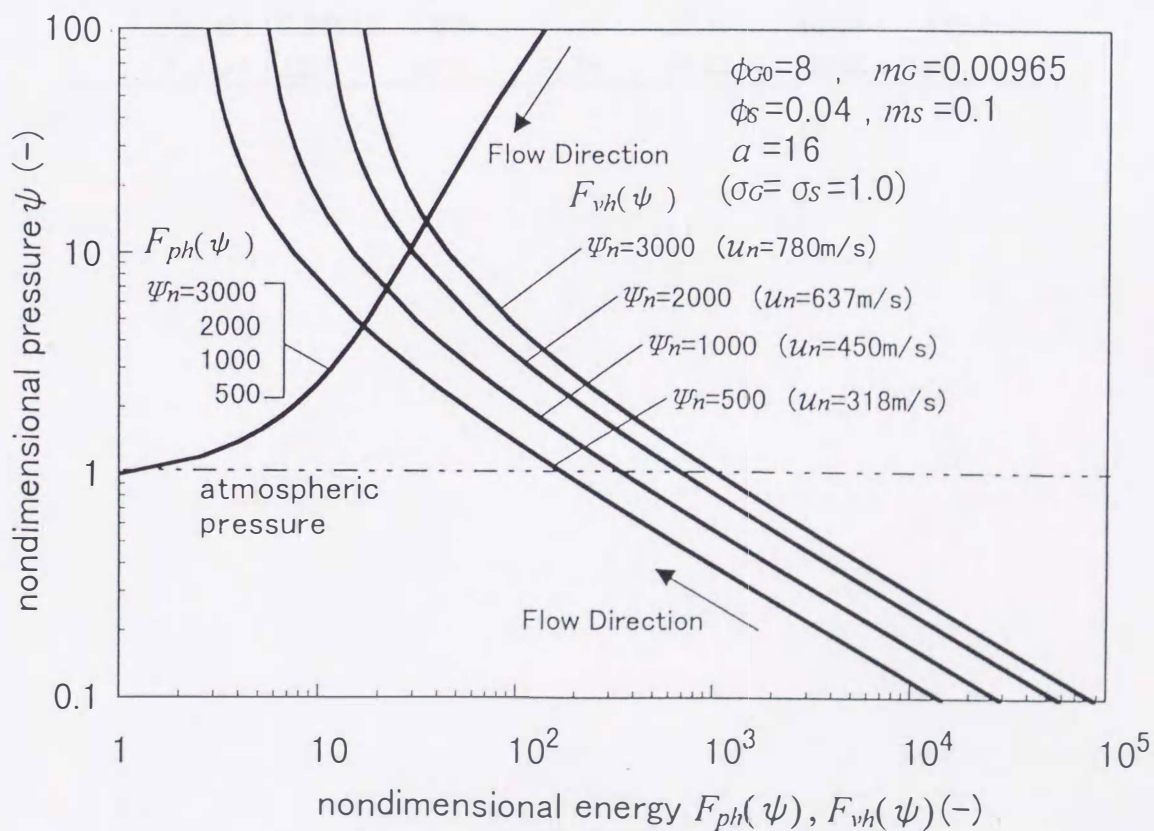


図 2.9 AWJ ノズル内の圧力-エネルギー特性 (均質流モデル)

表 2.2 圧力-エネルギー特性の各成分

($\phi_{G0}=8$, $\phi_S=0.04$, $\sigma_G=\sigma_S=1.0$, $a=16$)

Ψ_n	F	ψ					
		0.9	1.0	5.0	10	50	100
500	$F(\psi)$	216.6	180.5	32.69	32.16	37.51	38.75
	$F_{ph}(\psi)$	0.08953	1.000	17.38	27.71	80.09	135.4
	$F_{vh}(\psi)$	216.5	179.5	15.31	7.437	3.163	2.755
1000	$F(\psi)$	433.2	360.0	48.00	44.53	43.91	44.77
	$F_{ph}(\psi)$	0.08953	1.000	17.38	27.71	80.09	135.4
	$F_{vh}(\psi)$	433.1	359.0	30.62	14.87	6.326	5.511
2000	$F(\psi)$	866.2	719.0	78.62	69.27	56.71	56.81
	$F_{ph}(\psi)$	0.08953	1.000	17.38	27.71	80.09	135.4
	$F_{vh}(\psi)$	866.2	718.0	61.24	29.75	12.65	11.02
3000	$F(\psi)$	1299	1078	109.2	94.02	69.50	68.85
	$F_{ph}(\psi)$	0.08953	1.000	17.38	27.71	80.09	135.4
	$F_{vh}(\psi)$	1299	1077	91.85	44.62	18.98	16.53

2.6 分離流モデルによる計算結果

前節では、混相流モデルに均質流の仮定 ($\sigma_G = \sigma_S = 1$) を用い、AWJ の基本的特性を表現できることを示した。しかし、高速流れの中で各相の運動量を授受する混相流れを正確に扱うためには、固気の混合直後に完全混合する場合を仮定する均質流モデルでは不十分である。実際の水噴流と固気二相流の混合では、各相は流れ方向に徐々に進行すると考えるのが現実的である。つまりスリップ比は急激に $\sigma_G = \sigma_S = 1$ にはならない。このため、ここではスリップ比を考慮した分離流モデルを用いて AWJ の特性を考える。

2.4 節で示した各領域の特性関係式 (2.35), (2.45) および (2.47) において、分離流モデルでも低圧解と高圧解が存在するが、前節の圧力-エネルギー特性から判断して、今後は低圧解の領域に関して検討を行う。

2.6.1 圧力-エネルギー特性による流動状態変化の検討

分離流の場合、ノズル内の各断面での無次元エネルギーは式 (2.45), (2.47) の特性関係式から次式で表される。

$$F(\psi) = \psi + \frac{\psi_n}{a^2} \frac{1 + m_G \sigma_G + m_S \sigma_S}{1 + \phi_S / \sigma_S} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi \sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right)^2 + \frac{\phi_{G0} \ln \psi}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \quad (2.57)$$

この場合のエネルギー損失は次式で与えられる。

$$\Delta F(\psi) = \left[1 + \frac{\phi_{G0} / \psi}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \right] \zeta \psi_n \quad (2.58)$$

図 2.10 から図 2.12 は気液二相流 ($\phi_S = 0$) において、スリップ比 σ_G をパラメータとしたとき、式 (2.57) の関係で、 $F(\psi)$ と ψ がどのように変化するかを $\psi_n = 1000, 2000, 3000$ の場合について求めたものである。気相が液相によって加速され、流れに沿ってスリップ比 σ_G が増加する場合、無次元エネルギーの減少に対する σ_G の増加の割合、 $\partial \sigma_G / \partial |F(\psi)|$ がある程度以上の大きさならば、無次元エネルギーの減少に対する圧力変化は $\partial \psi / \partial |F(\psi)| < 0$ となり、 ψ は減少する。いいかえると、気液の

混合過程で気相が加速されてスリップ比が増加する場合、図中の P_{III} （ミキシングノズル入口，断面Ⅲ）から P_{min} の方向に向かって無次元圧力 ψ は著しく低下し得る．ここから σ_G が一定のまま流れるとき流れ方向に沿って $\partial\psi/\partial|F(\psi)| > 0$ であるから，このときの変化は $P_{min}-P_{IV}'$ （ミキシングノズル出口，断面Ⅳ）の線で示され ψ は上昇する．しかし，一般に圧力上昇はスリップ比の減少を伴う．スリップ比が減少する場合の変化は $P_{min}-P_{IV}$ （ミキシングノズル出口，断面Ⅳ）の線で示され，無次元圧力 ψ の増加は顕著となる．この関係については ψ_n が変わっても同様の傾向が示される．

分離流モデルにおける無次元エネルギーの圧力エネルギー成分 $F_{ps}(\psi)$ ，および速度エネルギー成分 $F_{vs}(\psi)$ は次式で表される．

$$F_{ps}(\psi) = \psi + \frac{\phi_{G0} \ln \psi}{\sigma_G (1 + \phi_S / \sigma_S)} \quad (2.59)$$

$$F_{vs}(\psi) = \frac{\psi_n}{a^2} \frac{1 + m_G \sigma_G + m_S \sigma_S}{1 + \phi_S / \sigma_S} \left(1 + \frac{\phi_{G0}}{\psi \sigma_G} + \frac{\phi_S}{\sigma_S} \right)^2 \quad (2.60)$$

ただし，

$$F(\psi) = F_{ps}(\psi) + F_{vs}(\psi) \quad (2.61)$$

である．図 2.13 に示すように，混合過程でスリップ比が変化する場合でも，速度エネルギー成分 $F_{vs}(\psi)$ が全エネルギーに対して支配的であることが分かる．

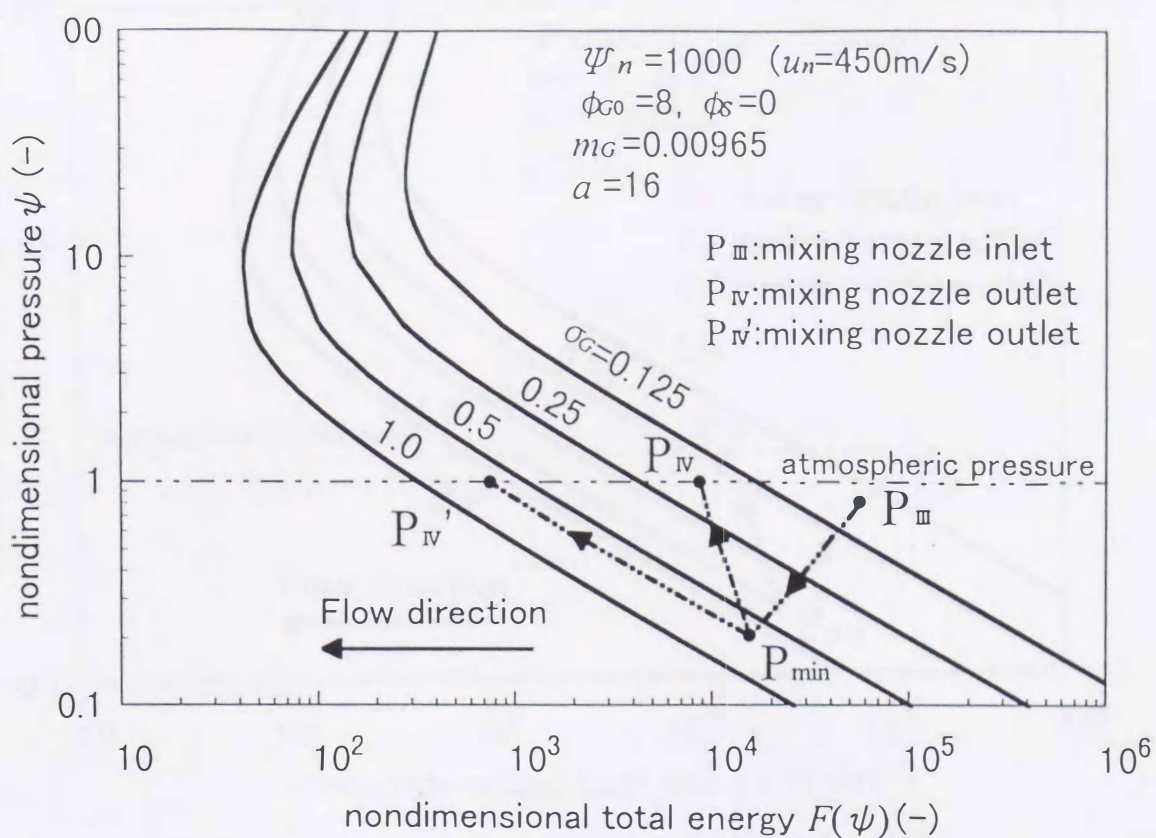


図 2.10 圧カ-エネルギー特性のスリップ比変化の影響

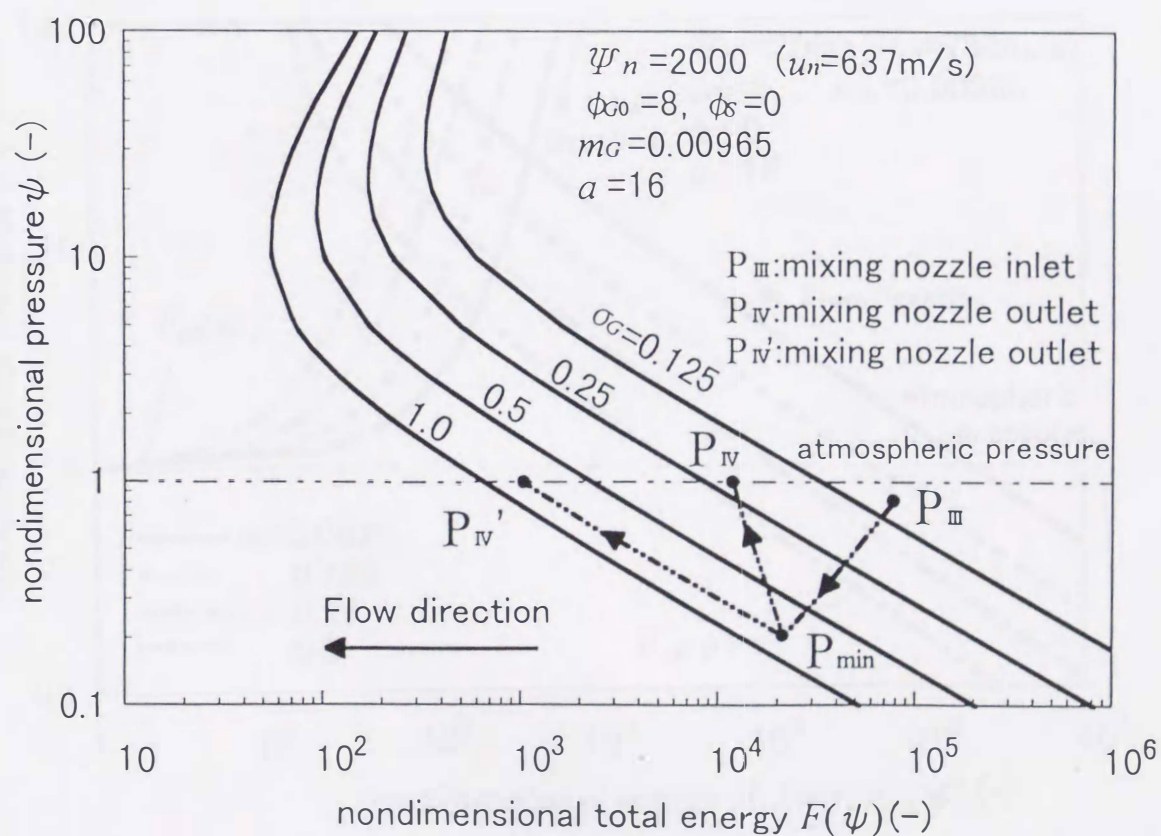


図 2.11 圧カ-エネルギー特性のスリップ比変化の影響

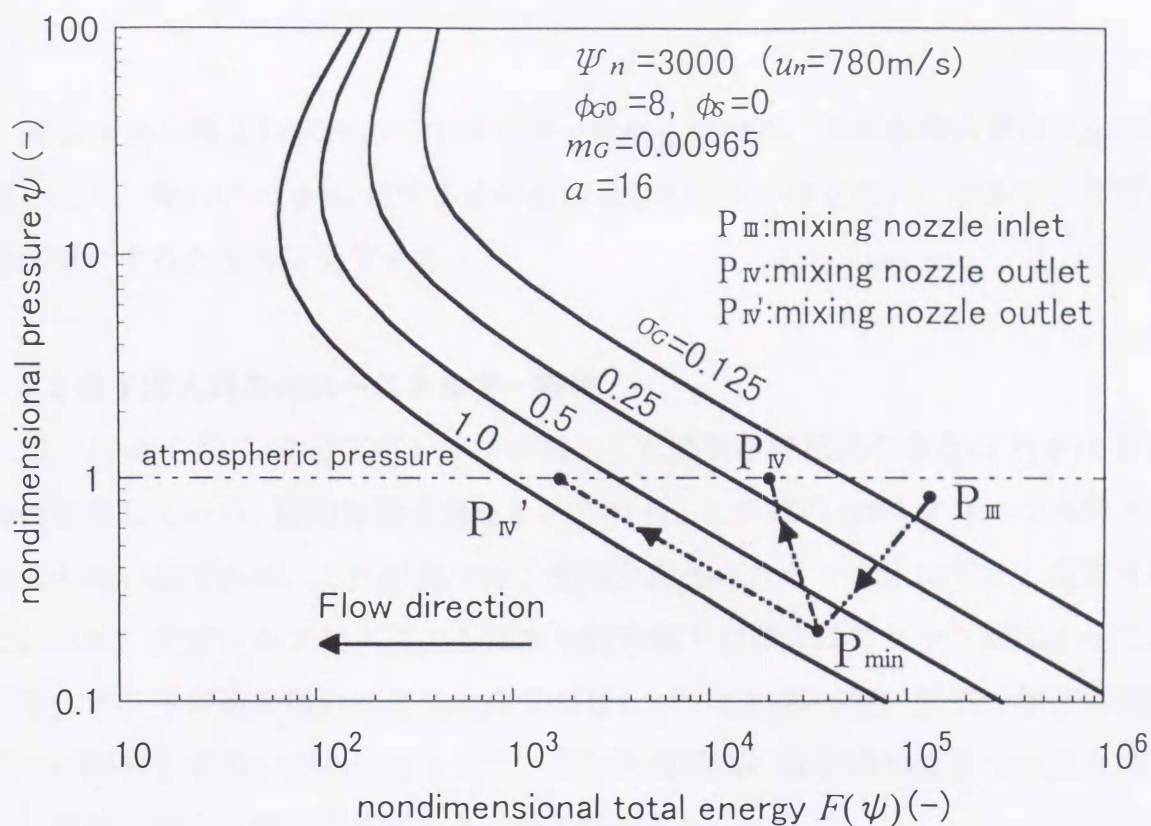


図 2.12 圧力-エネルギー特性のスリップ比変化の影響

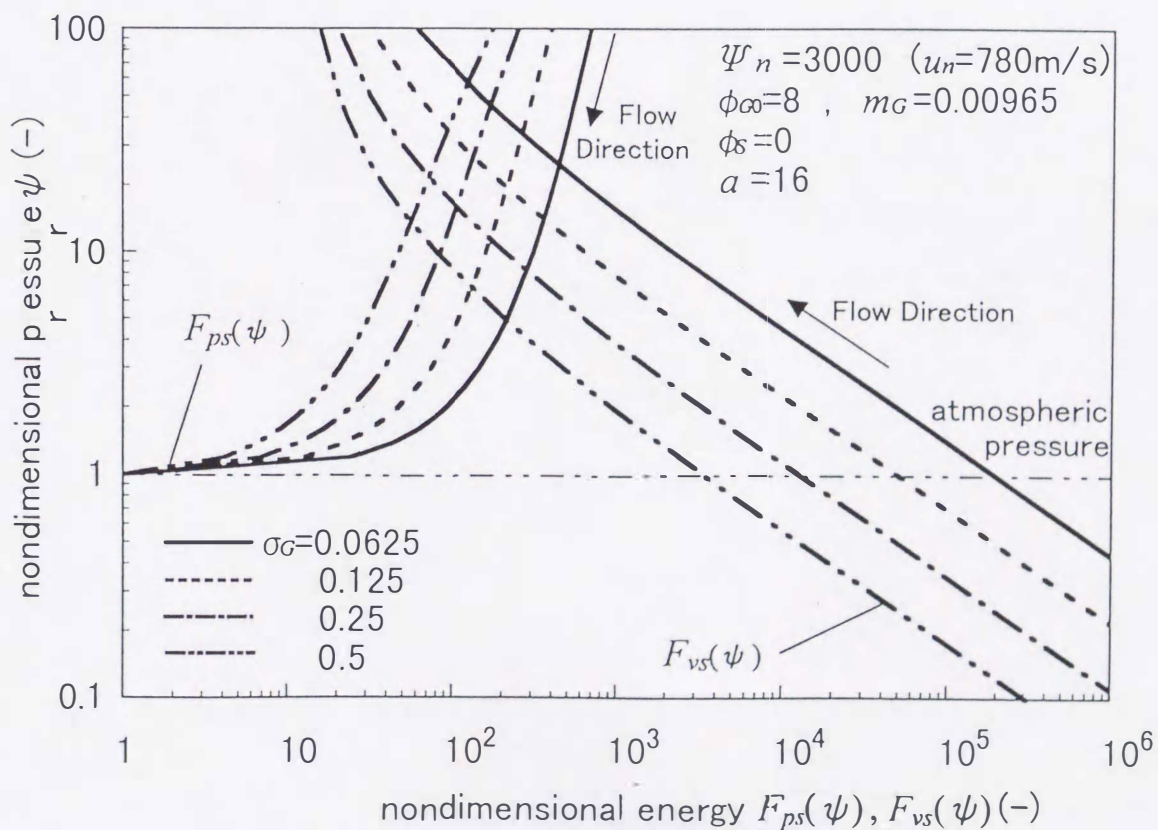


図 2.13 圧力-エネルギー特性のスリップ比変化の影響

図 2.14 から図 2.16 に圧力-エネルギー変化における、気体体積流量比 ϕ_{G0} の影響を示す。等しい $F(\psi)$ に対する ψ の値は ϕ_{G0} の小さいほど低い。つまり、空気流量が減少すると圧力は低下する。

2.6.2 粒子混入時の圧力-エネルギー特性

図 2.17 から図 2.19 はアブレシブが混入した固気液混相流の場合の $F(\psi)$ と ψ の特性を表している。固相体積流量比 $\phi_s=0.04$ は、この種の AWJ ノズルで実用される最も高い値である。この計算では、気相と固相のスリップ比は同じと仮定されているが、アブレシブ混入による無次元圧力降下の割合はスリップ比によって異なり、スリップ比の低いほど圧力降下が著しい。したがって、固気の加速が気相だけの場合と同様に行われるならば、固気液混相流の混合開始直後での圧力降下は、気液二相流の場合よりも大きくなる筈である。

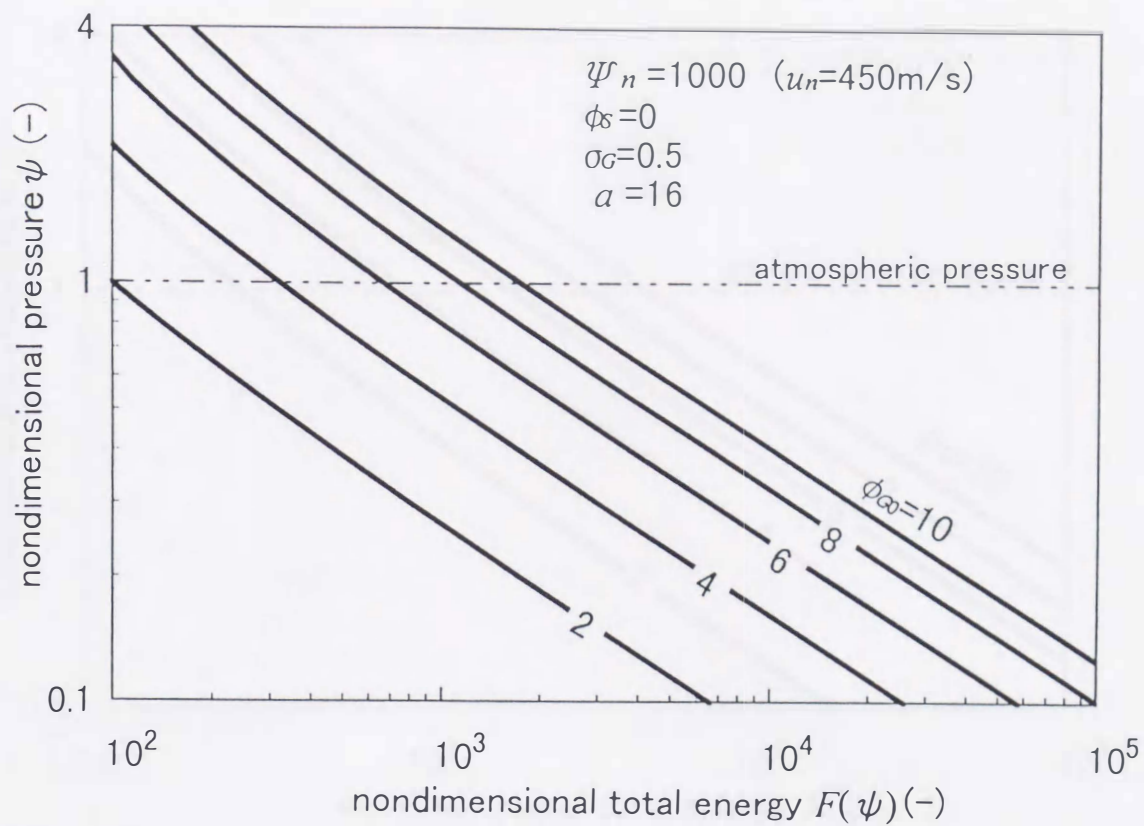


図 2.14 圧力-エネルギー特性の気体体積流量比変化の影響

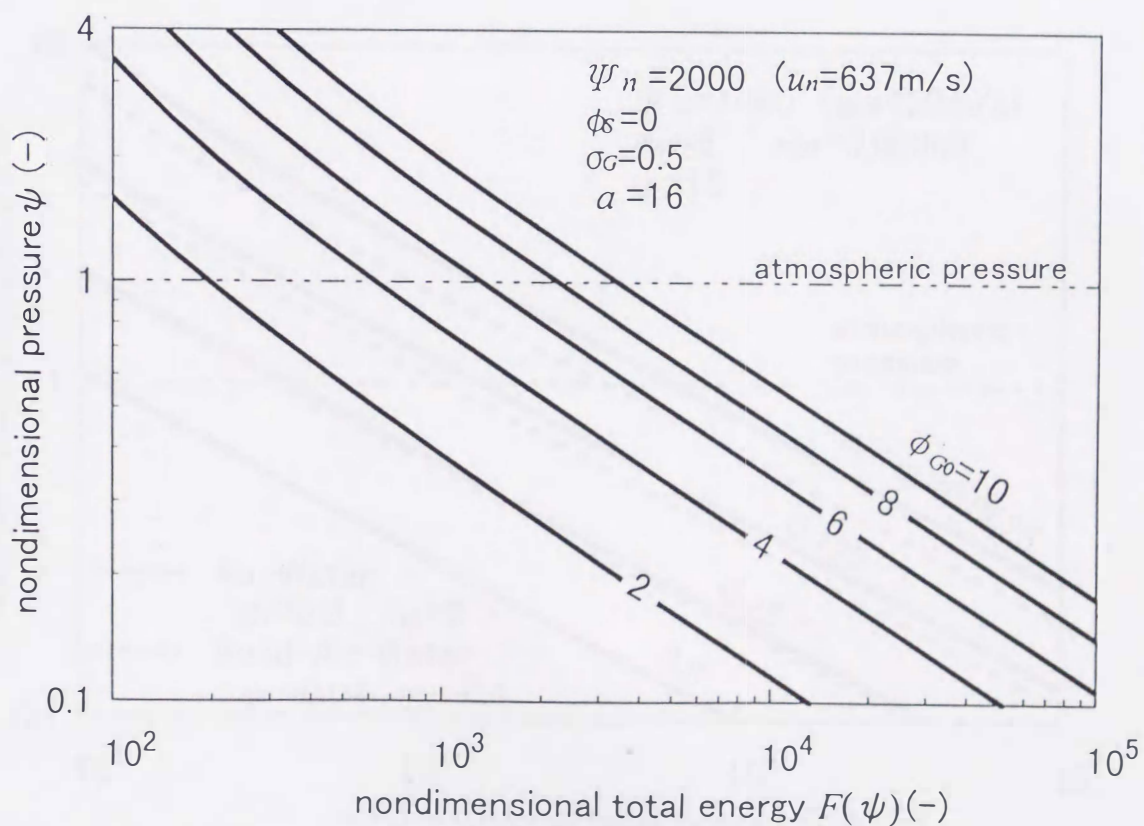


図 2.15 圧力-エネルギー特性の気体体積流量比変化の影響

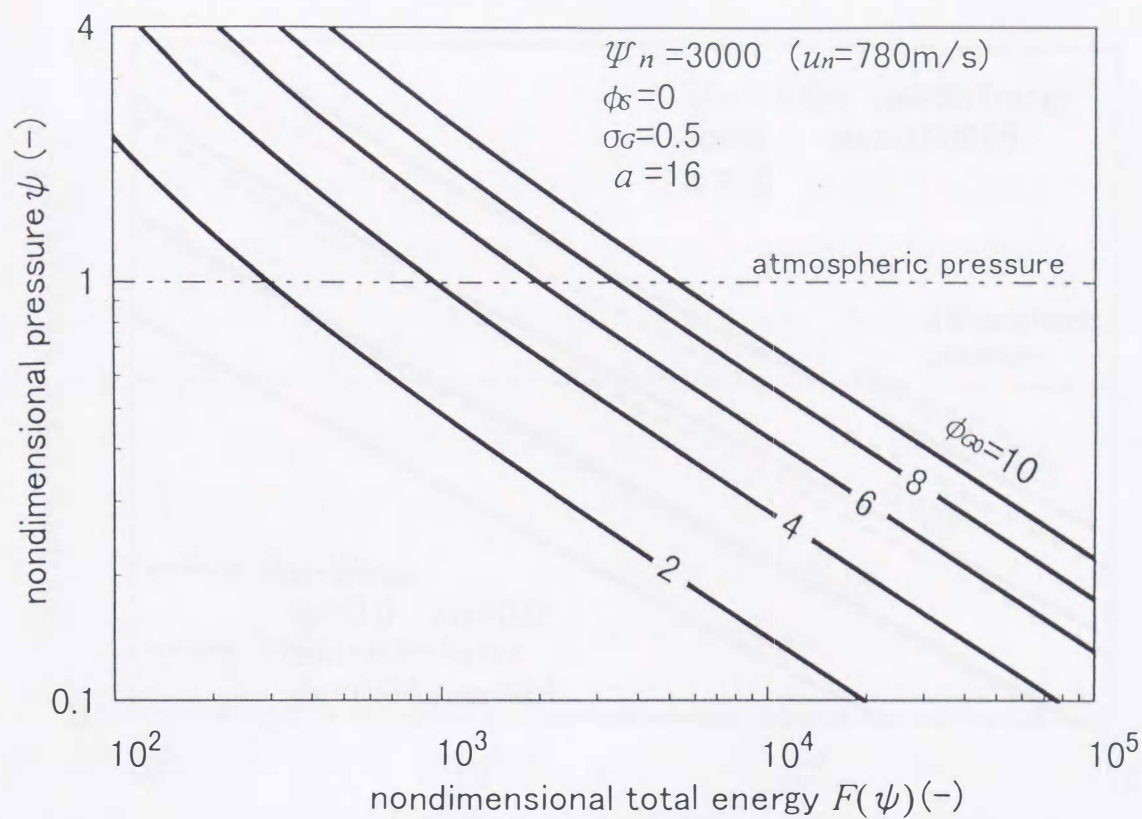


図 2.16 圧力-エネルギー特性の気体体積流量比変化の影響

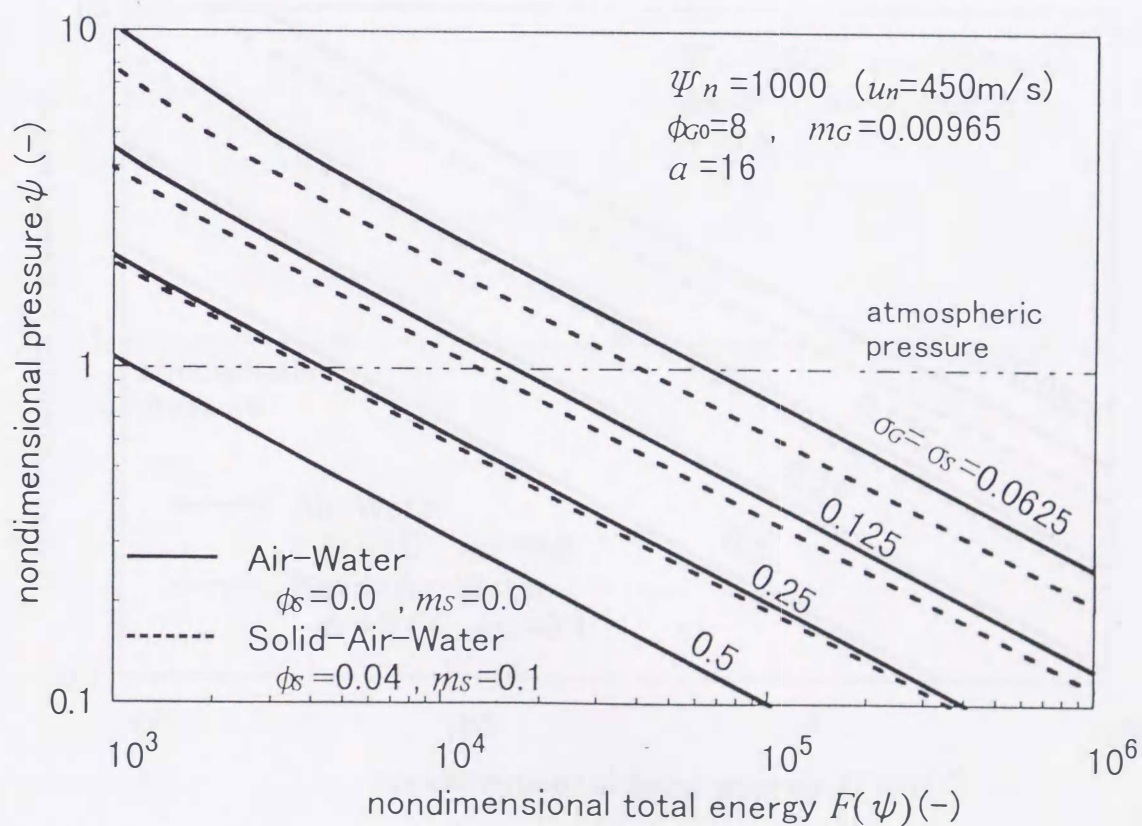


図 2.17 圧力-エネルギー特性のアブレシブ混入の影響

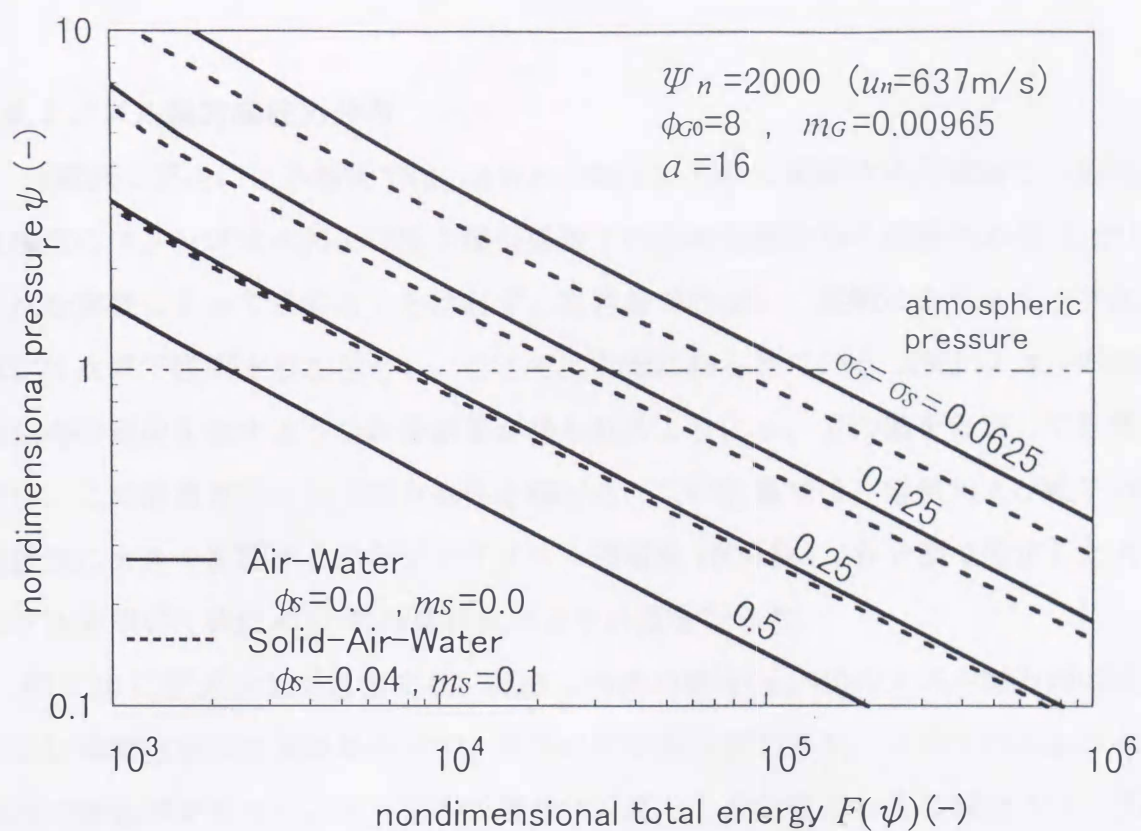


図 2.18 圧力-エネルギー特性のアブレシブ混入の影響

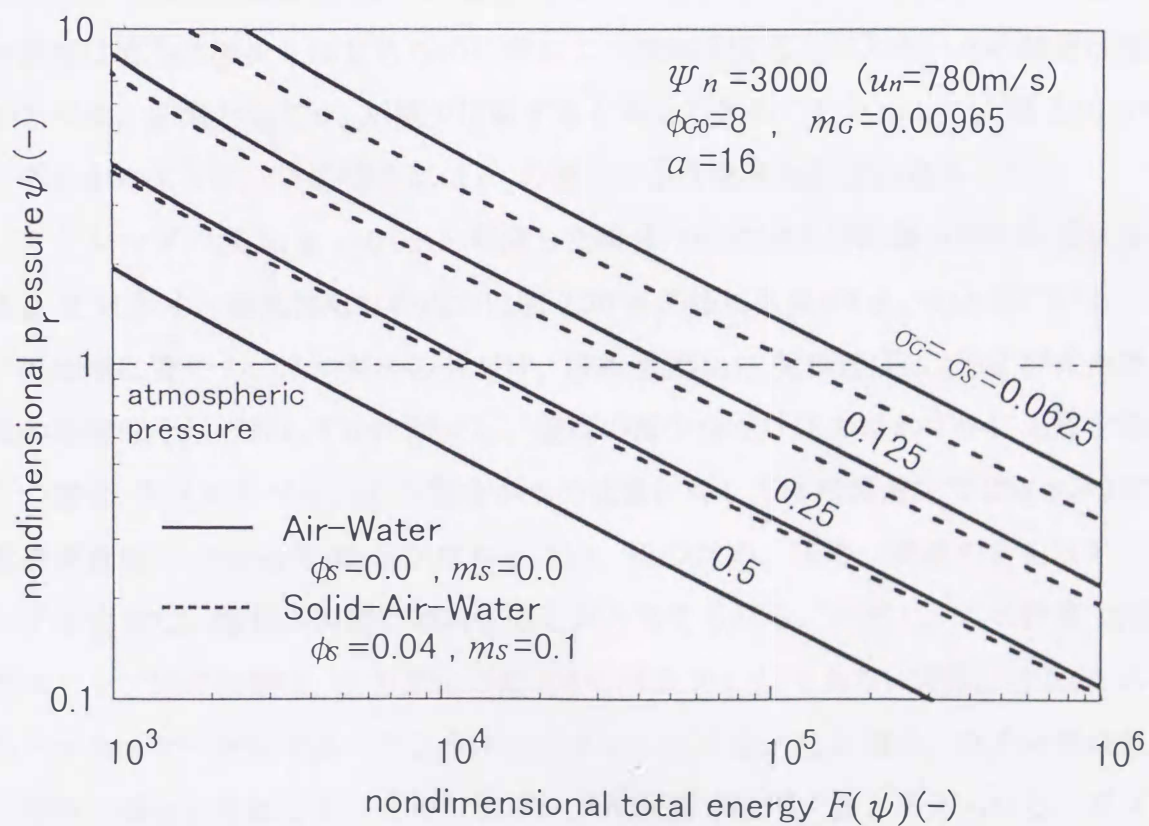


図 2.19 圧力-エネルギー特性のアブレシブ混入の影響

2.6.3 ノズル軸方向圧力分布

分離流モデルによる解析では、AWJ の特性に大きく影響する高速域での固気液混相流のスリップ比 σ および圧力損失係数 ζ の正確な値を知る必要がある。しかし、これを実験によって求めることは必ずしも容易ではない。実験によるスリップ比の推定は次章で説明することとし、ここでは実際に知られている AWJ ノズル内の圧力分布の傾向を表すような計算結果が得られるように σ 、 ζ の値を仮定して計算を行い、この計算方法としての有効性を調べる。この計算では、空気および粒子の加速状況に大きく影響するミキシングノズル領域を 10 分割し、各分割で仮定したスリップ比を用いて式(2.47)の特性関係式により計算を行った。

図 2.20 にアブレシブを含まない気液二相流の場合($\phi_s=0$)のノズル軸方向の圧力および速度分布の計算結果を示す。圧力は常に真空側であり、ノズル内のある点で圧力の最低値を生じている。この計算では、圧力の最低値となる位置はスリップ比 σ_G が 1 に到達したときである。すなわち、この位置までは気相の加速によるスリップ比の上昇が圧力減少となってあらわれ、スリップ比が頂点に達した後、速度が減少しながら圧力は出口に向かって回復する。この場合、圧力が上昇に転ずると、気体速度は直ちに減少しはじめるのに対して、液相は慣性力が大きいため減速は緩やかとなり、結果として σ_G が減少に転ずると考えられる。したがって、図 2.10 から明らかなように、この場合には σ_G の減少に伴う急激な圧力■復が生じる。

アブレシブの混入($\phi_s=0.02$)を考慮した場合の圧力および流速分布の計算結果を図 2.21 に示す。固気供給口の圧力は図 2.20 と同様に大気圧($\psi_1=1$)としている。粒子の加速に費やすエネルギーの分だけ、液相速度(u_L)、気相速度(u_G)および完全混合後の速度はそれぞれわずかに減少し、速度の減少分だけ圧力はわずかに上昇する。この場合、アブレシブの占める割合が水の流量に対して体積流量比で 2%($\phi_s=0.02$)、質量流量比で 8%($m_s=0.08$)とかなり小さい。そのため、圧力、流速の変化はアブレシブを含まない場合と同様の傾向を示したと考えられる。ただし、この計算で用いたスリップ比の仮定は、圧力変化の傾向を示すための値であり、実際には 2.6.2 の圧力-エネルギー特性で述べたように、アブレシブを混入した場合、圧力分布は気液二相流の場合と比較して、ミキシングノズル入口で低下すると考えられる。アブレ

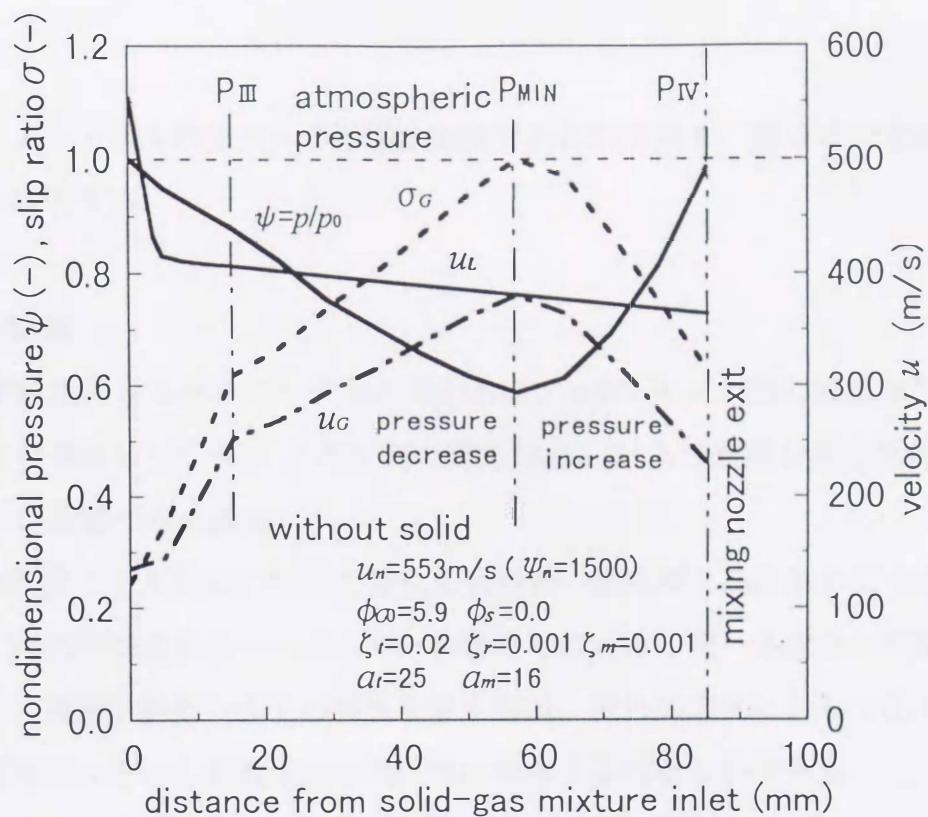


図 2.20 AWJ ノズル内の圧力、相速度分布

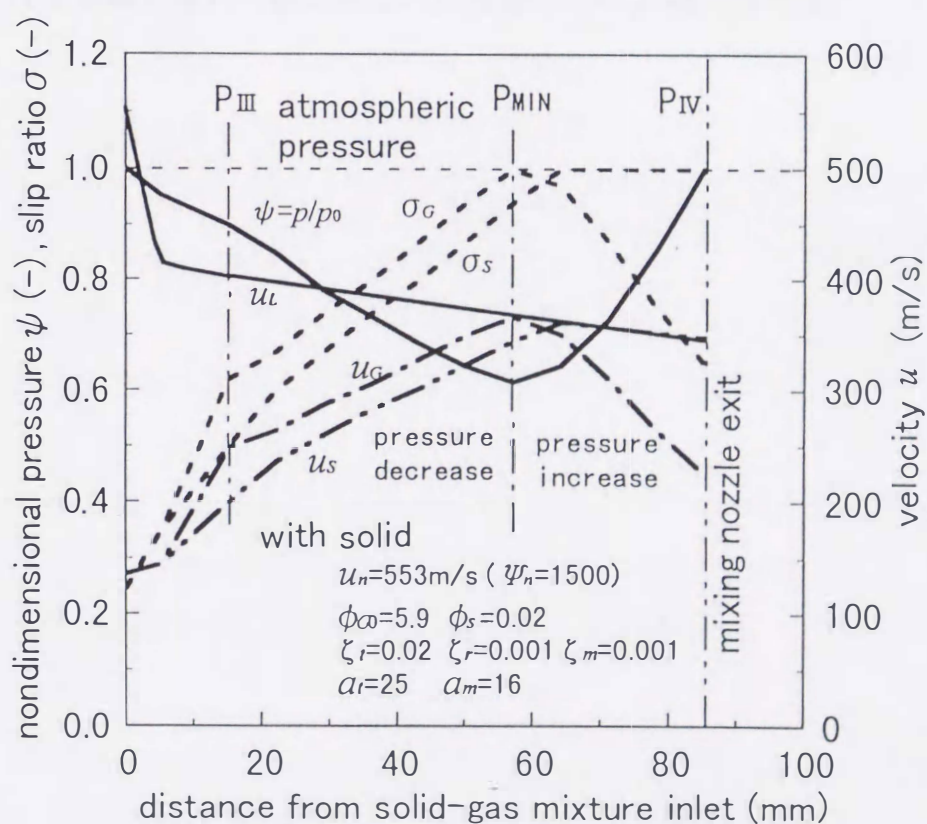


図 2.21 AWJ ノズル内の圧力、相速度分布

シブ混入によるノズル内圧力への影響は実験で示されており、第3章で本章の解析と合わせて説明する。

2.7 本章の結論

一次元運動量式とエネルギー式から導かれた、AWJ ノズル内の固気液三相流の特性を表す関係式について、ノズル内の圧力分布、および速度分布の計算結果から次のように結論づけられる。

まず、均質流モデルにおいて圧力変化の特性は、低圧解と高圧解の二つの解が得られるが、流れ方向の圧力-エネルギー特性とそのエネルギー各成分の支配的要素の考察から、実用される AWJ の特性を表す解は、流れの方向に対して圧力エネルギーが速度エネルギーに変換される低圧解に相当するは明らかである。

さらに、混合過程でのスリップ比変化を考慮した分離流モデルにおける圧力-エネルギー特性から、AWJ ノズル内の圧力分布、および各相の速度分布はスリップ比の影響を強く受けることを示している。この計算モデルは次章で示す実験結果から得られる実際の流れを説明するのに有効であると考えられる。

第3章 ノズル内流動の実験的把握

3.1 まえがき

本章では、AWJ ノズル内流動の実験的解析について述べる。軸方向の圧力および運動量測定結果をもとに、ノズル内の流速分布を一次元運動量理論より求め、第2章の理論解析による特性とあわせてノズル内の AWJ 流動状態を把握する。また、ミキシングノズル出口の圧力変化を、衝撃波の理論から検討する。

3.2 ノズル内圧力測定

3.2.1 実験装置

AWJ ノズル内で高速混相流を発生させる装置のシステム構成を図 3.1 に示す。プランジャポンプで水を 50~300MPa に加圧し、AWJ ノズル内で約 300~750m/s の水噴射速度を得る。このノズル内の、気液あるいは固気液の混合過程の情報を得るため、図 3.2 および図 3.3 のようなテストノズルを用いてノズル内の流れに沿う圧力分布の測定を行う。ノズルの形状は実機で使用されているものと同じであり、軸方向の圧力分布を測定するため、直径 1.0mm のミキシングノズル部分に直径 0.5mm の圧力測定孔を設けてある。図 3.4 は図 3.2 のレデューサー、ミキシングノズル部の断面写真である。図 3.2 のノズルはアブレシブを含まない気液二相流の状態での測定に用いる。一方、図 3.3 のノズルはミキシングノズル部分の材質に超硬を使用し、アブレシブ混入時の圧力分布を測定できるようにしてある。ただし、このノズルは高硬度の材質による加工上の問題のため、圧力測定点は図 3.2 より少ない。この実験では表 3.1 および図 3.5 から図 3.8 に示すようなミキシングノズル部分の長さの異なる 4 種類のノズルを用いた。それぞれのノズルは軸方向が垂直になるように配置し、軸方向圧力分布を測定するため軸方向の数箇所と、固気供給口に半導体圧力センサーを取り付ける。図 3.9 は本実験における測定用ノズルの取付状態を示す。

高圧水は直径 0.25mm のウォーターノズルから高速水噴流として噴射される。空気とそれによって搬送される固体粒子はミキシングスロートの側面から吸引さ

れ、高速水噴流とともにレデューサーを通して直径 1.0mm のミキシングノズルに流入する。空気とアブレシブの混合した固気二相流と水はここで高速の固気液混相流を形成し、大気中に噴射される。

水の流量は上流側でのひずみゲージ式圧力変換器による測定圧力から求められる。このとき重量法で検定されたウォーターノズルの流量係数は 0.65 である。アブレシブは振動フィーダの供給量で設定する。また、空気流量は気液二相流の場合、固気供給口に取り付けたサーマルマスフローメータで読みとる。固気液三相流の場合は、振動フィーダを設置した密閉室内への流入空気量をサーマルマスフローメータで読みとる。ウォーターノズル直後の水噴射速度は、上記の検定結果を用いて、 $u_n = (2p_n / \rho)^{1/2}$ で与えられることを確かめてある。誤差解析による測定誤差は、空気流量が最大 $\pm 2\%$ 、水流量が最大 $\pm 3.6\%$ 、水噴射速度が最大 $\pm 2.5\%$ 、アブレシブ流量が最大 $\pm 8.5\%$ である。なお、噴射時の圧力脈動による水噴射速度の変動は、計測時間の間で $\pm 2\%$ 程度であり比較的安定している。また、ノズル内圧力分布の測定誤差は最大 $\pm 3\text{kPa}$ である。

本研究における実験範囲を、実機の動作条件とあわせて表 3.2 に示す。

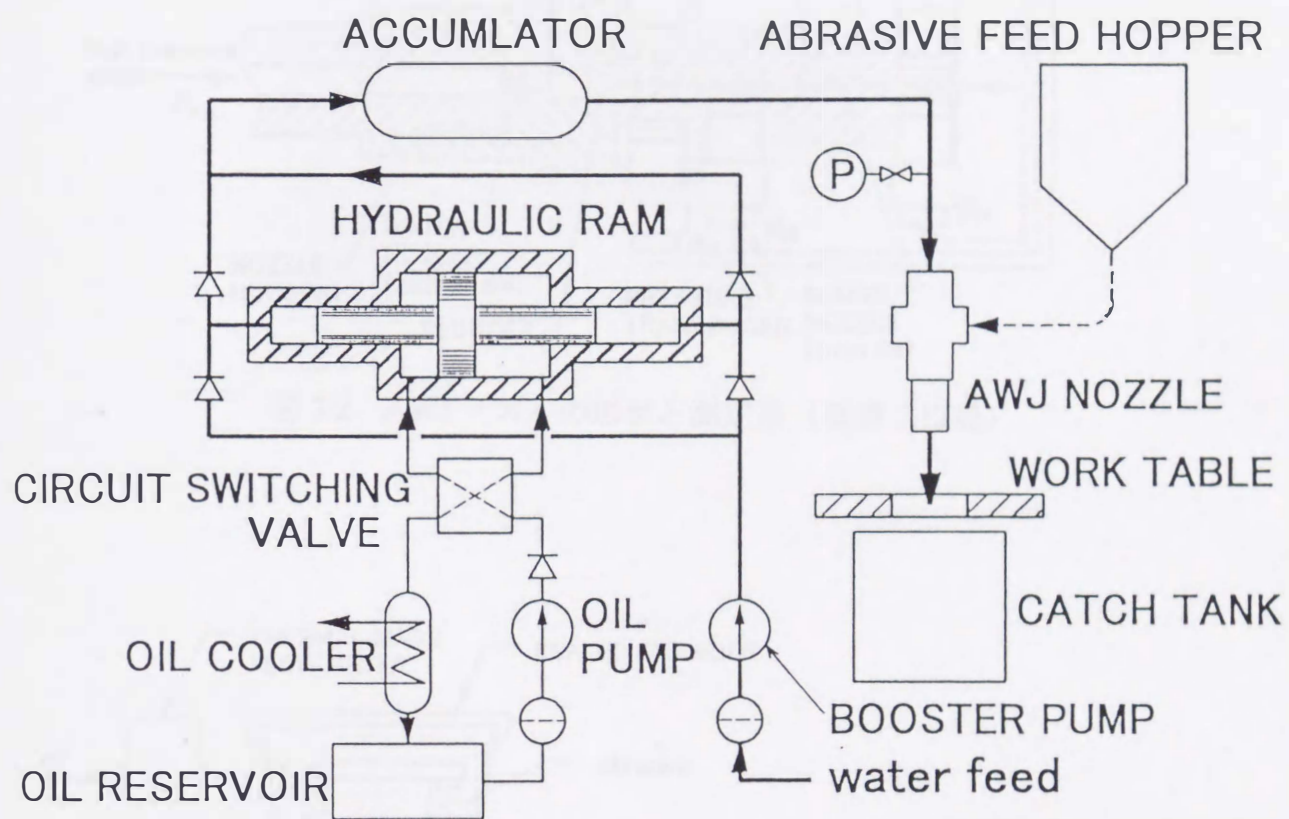
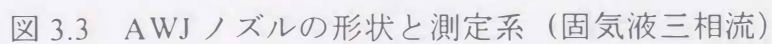
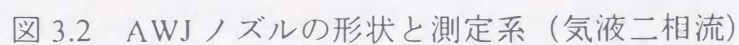


図 3.1 AWJ 装置の構成



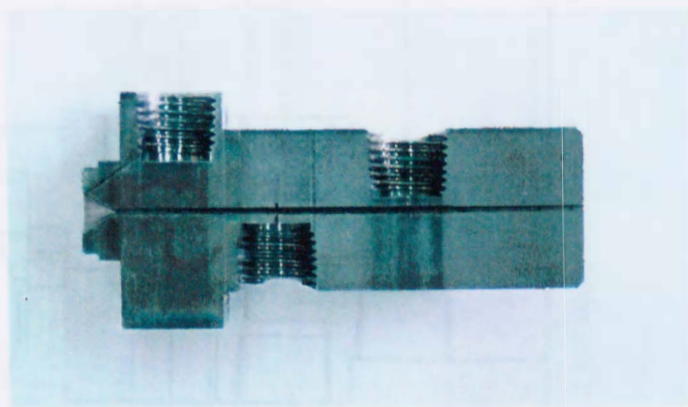


図 3.4 レデューサーおよびミキシングノズル部の断面形状

表 3.1 圧力測定用ノズルの長さ

nozzle type	B	D	E	F
nominal length L (mm)	55	125	85	93

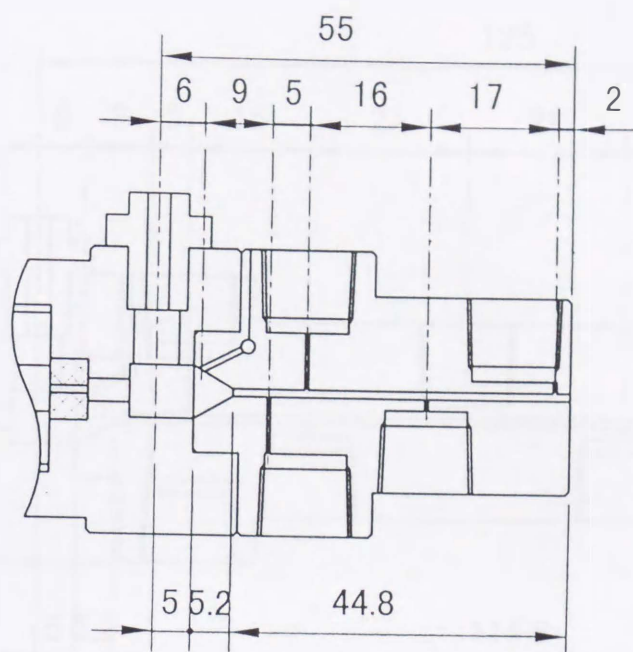


図 3.5 テストノズル形状 (TYPE B)

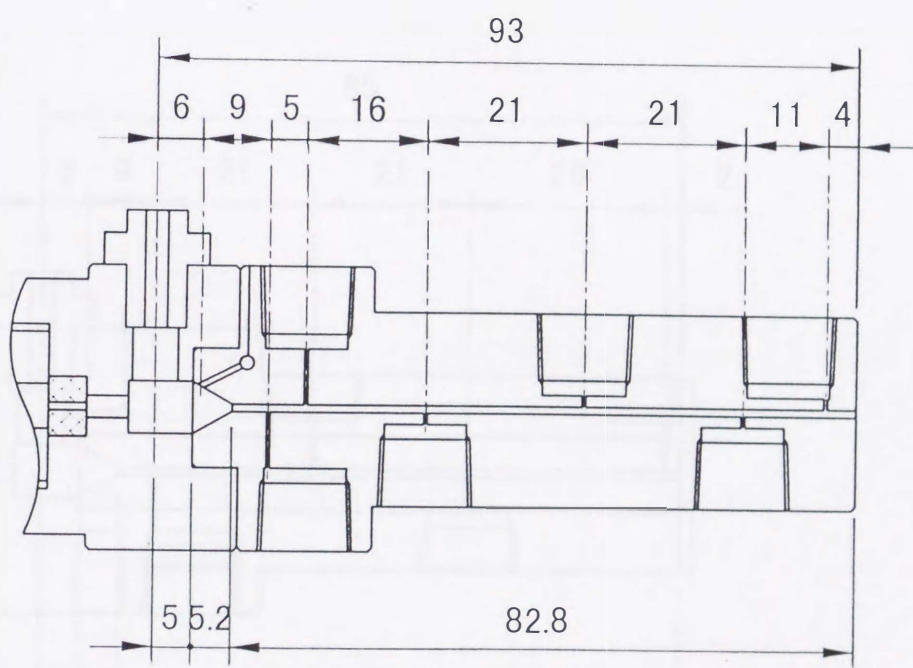


図 3.6 テストノズル形状 (TYPE F)

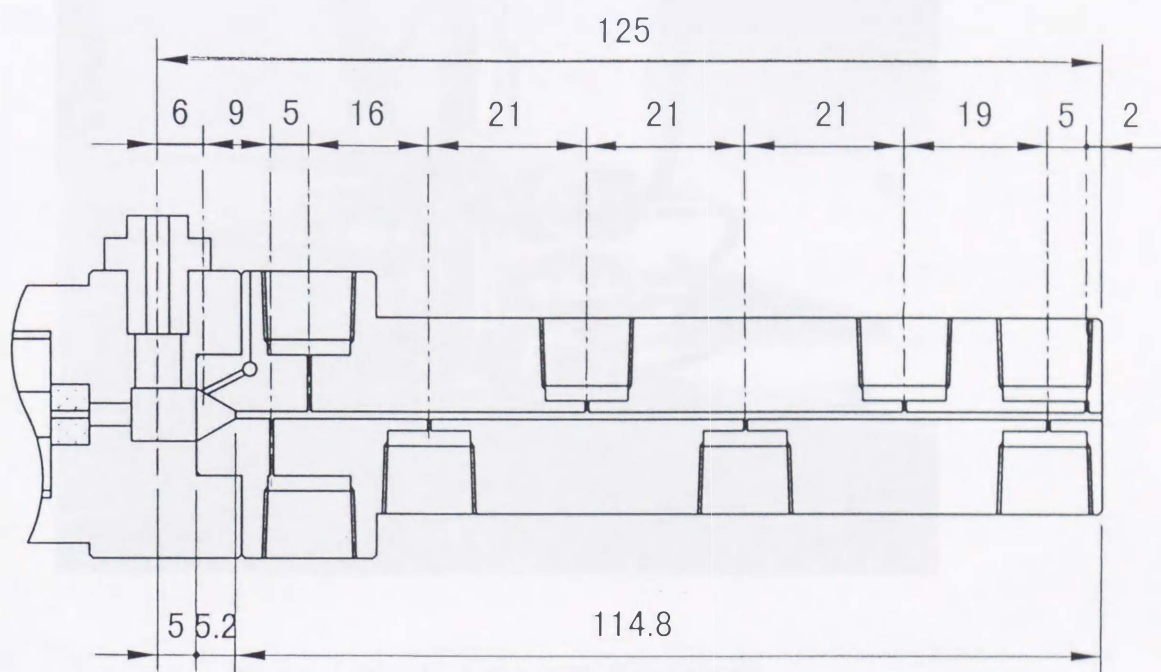


図 3.7 テストノズル形状 (TYPE D)

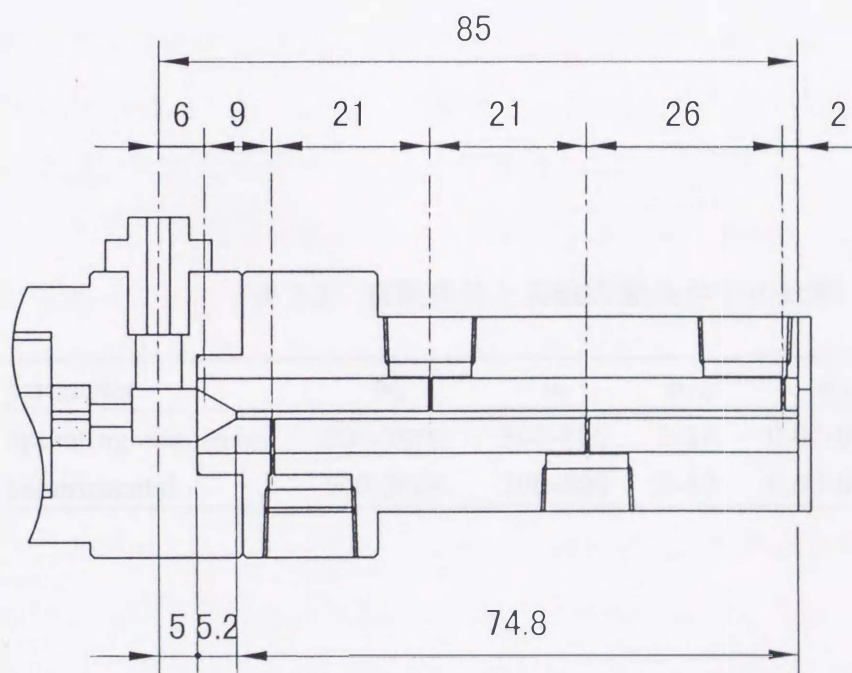


図 3.8 テストノズル形状 (TYPE E)

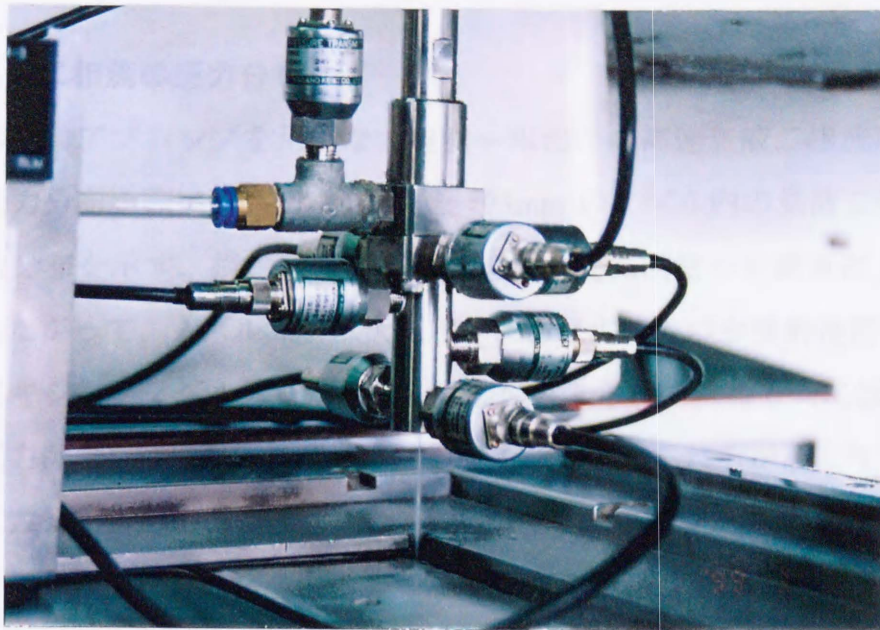


図 3.9 テストノズルの取り付け状態

表 3.2 実験条件と実機作動条件との比較

parameter	ψ_n	u_n	ϕ_{G0}	ϕ_S	L
operating condition	500-3000	300-800	2-10	0.00-0.04	55-100
experimental	500-3000	300-800	2-10	0.00-0.04	55-125

3.2.2 気液二相流の圧力分布

はじめに、アブレーションを用いない空気-水だけの高速気液二相流についてノズル内の圧力分布を調べる。図 3.10 に $L=93\text{mm}$ のノズル内の気液二相流の流れに沿う圧力分布を示す。横軸は理論解析と同様、固気供給口を原点にとって示している。したがって、ノズル入口は大気圧である。すべての水噴射速度 u_n において、圧力はミキシングノズル入口からある距離のところまでは軸方向に低下している。その後圧力は出口に向かって急激に回復する傾向がみられるが、ミキシングノズルの途中で大気圧を越えることはない。したがって、AWJ ノズル内の圧力は常に真空側であり、ミキシングノズル内のある点で圧力の最低値を生じることになる。最低圧力点での圧力は、水噴射速度の高いほど低下する。ミキシングノズル入口側での圧力低下は、第 2 章での分離流モデルの圧力-エネルギー特性の計算結果から明らかのように、気相の加速がノズル入口付近で徐々に進んでいることを裏付けている。さらに、ノズル出口での圧力上昇も同様に分離流モデルの考え方を適用すると、スリップ比の減少に伴う圧力回復が生じたと予測される。そして、第 2 章でそのスリップ比を仮定して求めた軸方向圧力分布（図 2.20）が実験結果と同様の傾向を示していることから、分離流モデルはノズル内の混合過程の変化する状況を十分説明可能なモデルであることが分かる。

図 3.11 と図 3.12 は固気供給口からの距離が 55mm, 93mm, 125mm のときの同一水噴射速度 u_n における圧力分布を表し、ミキシングノズル部分の長さの影響を比較したものである。ノズル長さが変わっても圧力変化は類似の傾向を示す。それぞれノズル出口付近まで圧力が減少し、その後出口に向かって圧力は上昇する。つまり本研究範囲、すなわち実機使用範囲のノズル長さまでは流動状態は基本的には同じであることが示される。ただし、 $L=55\text{mm}$ のときのノズル長さが短い場合ではノズル内の圧力の低下が小さく、圧力-エネルギー特性で考えると、スリップ比が小さいまま出口に到達することとなり、この場合、水から十分な加速を得られていない可能性がある。また、 $L=125\text{mm}$ のときの圧力低下は、 $L=93\text{mm}$ と比較してそれほど変化せず、流動抵抗の増加を考えれば、水による加速において最適な長さが存在すると考えられる。

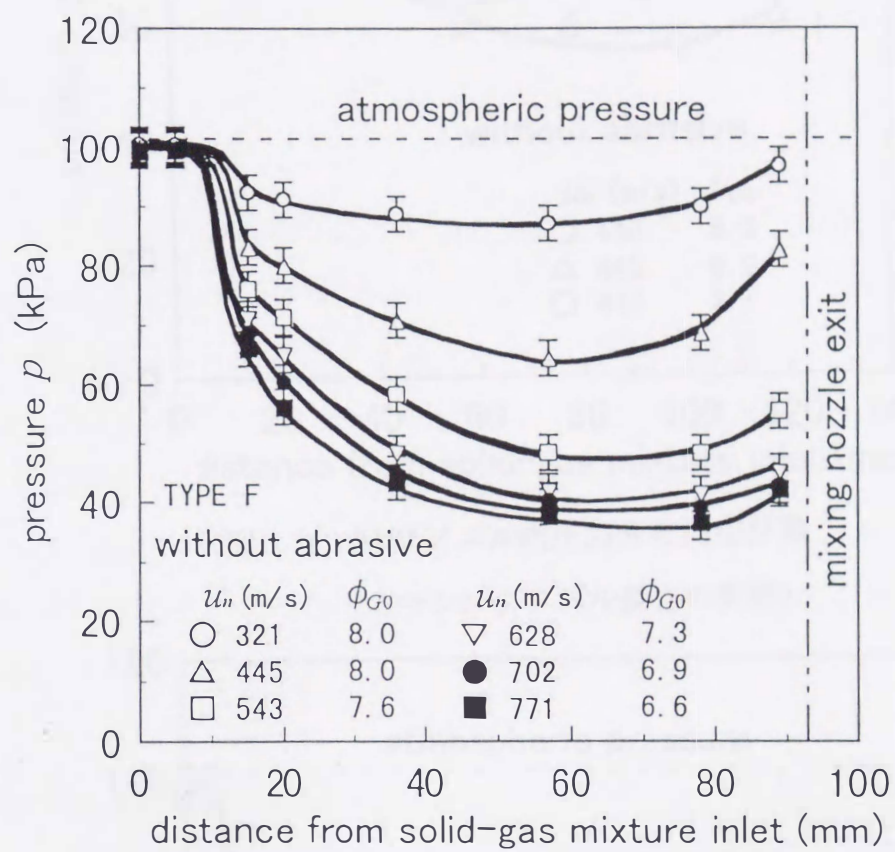


図 3.10 AWJ ノズル内圧力分布測定結果

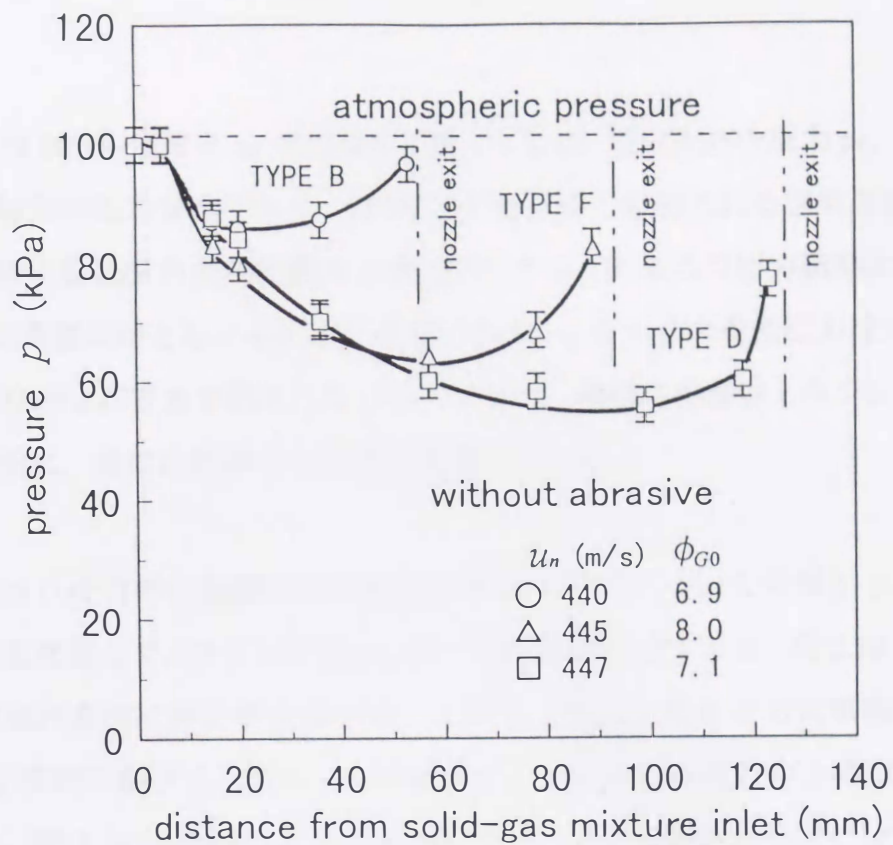


図 3.11 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
(ミキシングノズル長さの影響)

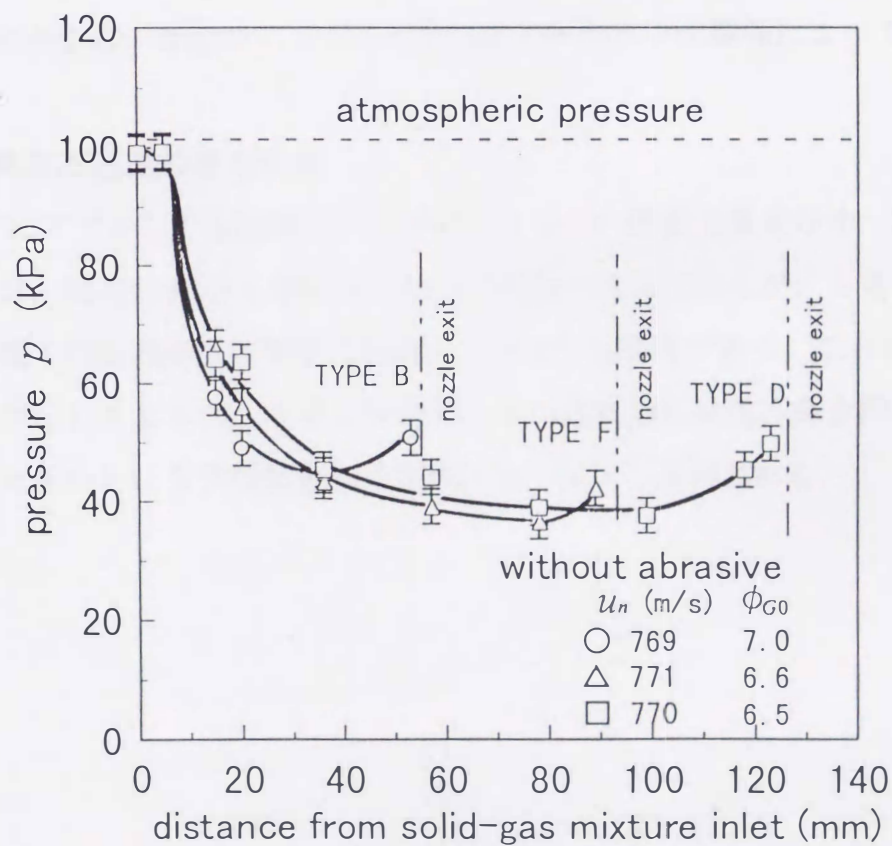


図 3.12 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
(ミキシングノズル長さの影響)

図 3.13 は水噴射速度を $u_n=512\text{m/s}$ に保ったまま、空気入口の圧力 p_{01} を低下させたときの軸方向圧力分布である。入口圧力が低いほど吸引される空気流量は低下し、それと同時に最低圧力点の位置は上流に移行する。空気入口圧力調整弁が全閉状態では、空気流量がほとんど 0 に近い状態である。このときの最低圧力は大気圧の 1/5 である 0.02MPa 以下まで低下している。そして、最低圧力点はミキシングノズル入口近くで現れ、出口に向かって圧力は上昇していく。

次に、出口付近での急激な圧力回復のメカニズムについて考察する。気相の加速がある程度進んで、スリップ比 σ_G が一定の状態に達すると、図 2.10 から明らかのように流れ方向に圧力が上昇する。しかし、圧力上昇とともに気相のスリップ比 σ_G が必然的に低下するため、この効果によってさらに圧力の上昇が促進される筈である。図 3.10 において、 $u_n \leq 445\text{m/s}$ では、この効果によって、ノズル出口での圧力が大気圧まで回復しているようにみられる。しかし、 $u_n \geq 543\text{m/s}$ では完全に大気圧まで回復しているかどうかは、この測定結果だけでは判断しにくい。この問題の検討は、後述のノズル内の相速度と衝撃波との関係によって考察する。

3.2.3 固気液三相流の圧力分布

図 3.14 にアブレシブを供給したときの圧力分布の測定結果を示す。軸方向の変化の傾向は、図 3.10 に示した気液二相流の場合と同様であるが、ミキシングノズルの入口側での圧力降下は気液二相流のときよりも顕著である。これは図 2.17 の解析結果で示したように、スリップ比の小さい固気液混相流の混合開始直後で圧力降下が大きいという予測結果と定性的には一致する傾向である。

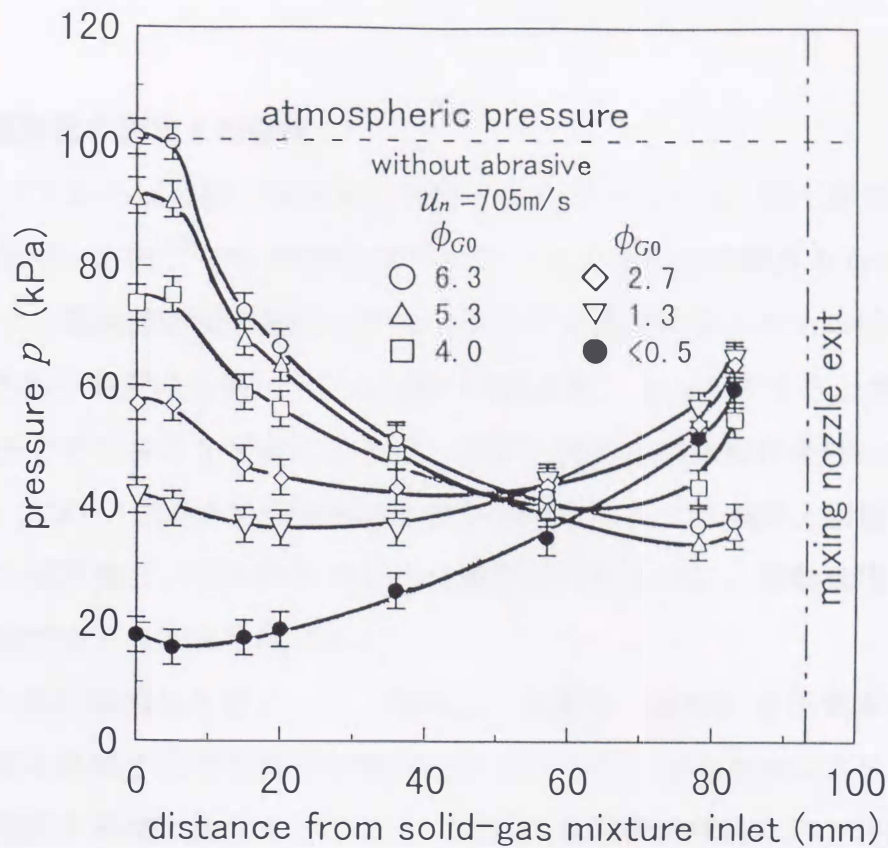


図 3.13 AWJ ノズル内圧力分布測定結果
(空気入口圧力の影響)

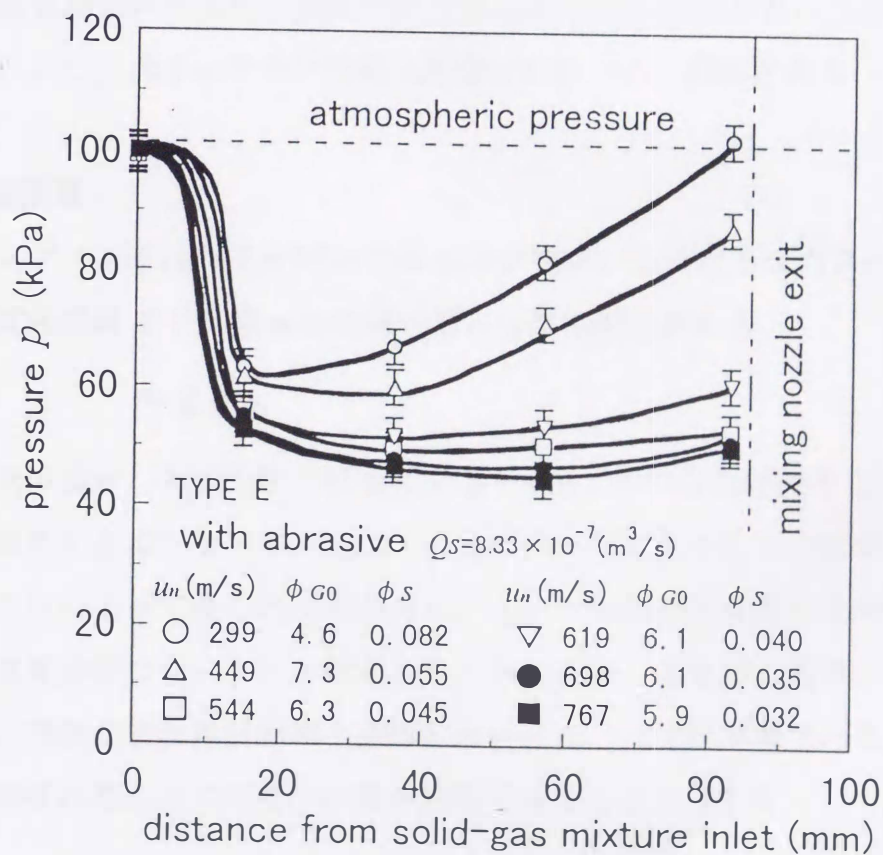


図 3.14 AWJ ノズル内圧力分布測定結果

3.3 噴流運動量の測定と相速度

AWJ ノズルから出た後の噴流および粒子速度については、第1章で述べたような光学系を用いた例⁽⁷⁾⁽¹⁶⁾や、画像処理⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾による方法など多数試みられているが、ノズル内での混相流速の変化を各相について定量的に示したものは少ない。しかし、固体粒子速度はAWJ ノズル内部の流動状態によって決まると考えられ、その支配因子を明らかにしておくことは、切断に最適な噴流操作条件を知る上で欠かせない。AWJ ノズル内の各相速度を直接測定することは實際上困難であるが、ノズル出口相速度とノズル内圧力分布の測定結果をもとに、運動量理論から内部の分布を推定することは可能である。

本研究手法に類似した例として、噴射による圧力（動圧）を圧電素子により測定し、速度に換算する研究例⁽¹⁹⁾が報告されているが、この方法はスタンドオフ距離により動圧が極端に変化することと、噴流の断面積の判定次第で運動量が異なるなどの難点がある。このため本研究では、噴射時の力を噴流反力として直接測定することにより、ミキシングノズル出口直後の運動量を求め、その値をもとに一次元運動量理論から各相の噴射速度を算出することを試みた。この方法は測定が単純で、かつ、スタンドオフ距離の影響を無視できる利点がある。

3.3.1 測定原理

ミキシングノズル出口でAWJ ノズル全体が噴流から受ける反力 P と各相の運動量つまり質量流量 W と速度 u との積の間には次の関係がある。

$$P = \sum W u \quad (3.1)$$

気液二相流の場合、各相の W の値を既知とすると、 P の値を計測することにより、式(3.1)が成立するようなノズル出口での各相の速度を決めることは容易である。ただし、これによって得られる相速度は、各相の断面平均速度であり、各相の断面内での速度分布はないものと仮定された値である。固気液三相流の場合も、後述のように気相の運動量が固相と液相のそれに比べて省略可能であることを利用すれば、同様の考え方で固相と液相の速度を知ることができる。

3.3.2 実験装置

ミキシングノズル出口運動量を噴流反力として測定する機構および測定システムを図 3.15 および図 3.16 に示す。ロードセルと圧力変換器を、超高压チューブ(外径 9.5mm)を介して接続した AWJ ノズルを保持するノズルヘッドがあり、この部分全体を上方から二本のワイヤー(線径 0.5mm)で吊り下げ、軸方向に他から拘束されない状態をつくる。高压ポンプからの接続配管にはコイルチューブ(外径 6.3mm)を用いる。このとき、測定系における噴射方向への抵抗は測定量に対して無視できる。水が噴射されるとそれにとまなう反力が生じ、その力を AWJ ノズル軸方向に取り付けたひずみゲージ式ロードセルにより測定する。ロードセルとノズルヘッドは予め接触させておき、そのときの零点を調べておく。また、ノズルヘッドは、噴射前後でのノズルヘッドの向きを変えないように、両側で一定の微小なすき間を保ったローラー付きガイドで支えてある。

水の流量、空気流量およびアブレシブ流量は、圧力測定実験と同様の方法で測定する。誤差解析によるロードセルの反力の測定誤差は最大 $\pm 0.2\text{N}$ である。

本実験でも、直径 0.25mm のウォーターノズルと直径 1.0mm のミキシングノズルを用いる。AWJ ノズル全体の構造を図 3.17 に示す。ノズルの構成は図 3.2 の圧力測定用ノズルと同じであるが、噴流反力測定用ノズルは圧力測定孔が省略されている。また、固気供給口からミキシングノズル出口までの長さは、表 3.3 に示す $L=55, 81.2, 125\text{mm}$ の 3 種類を用いる。

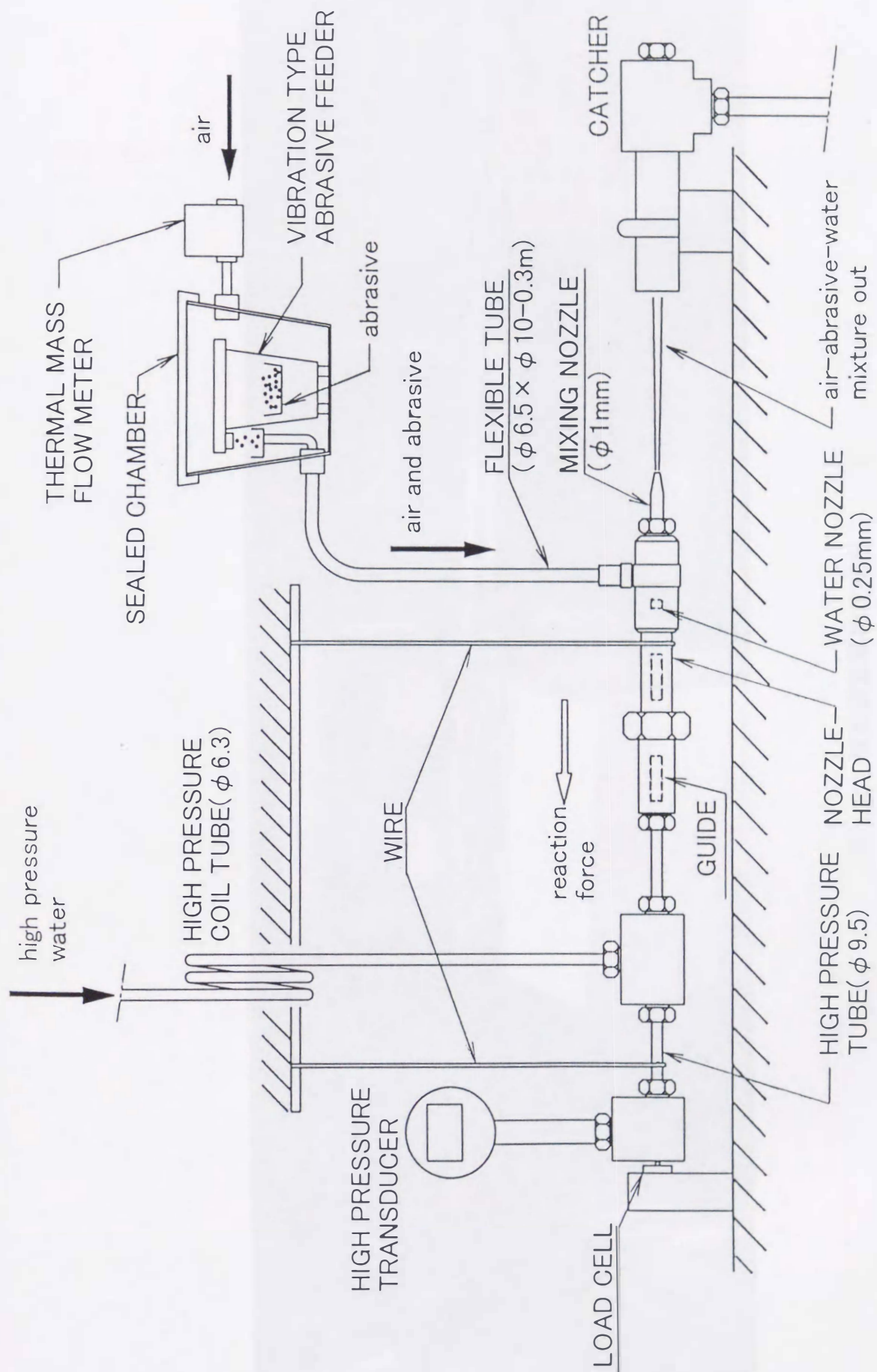


図 3.15 噴流運動量測定システム

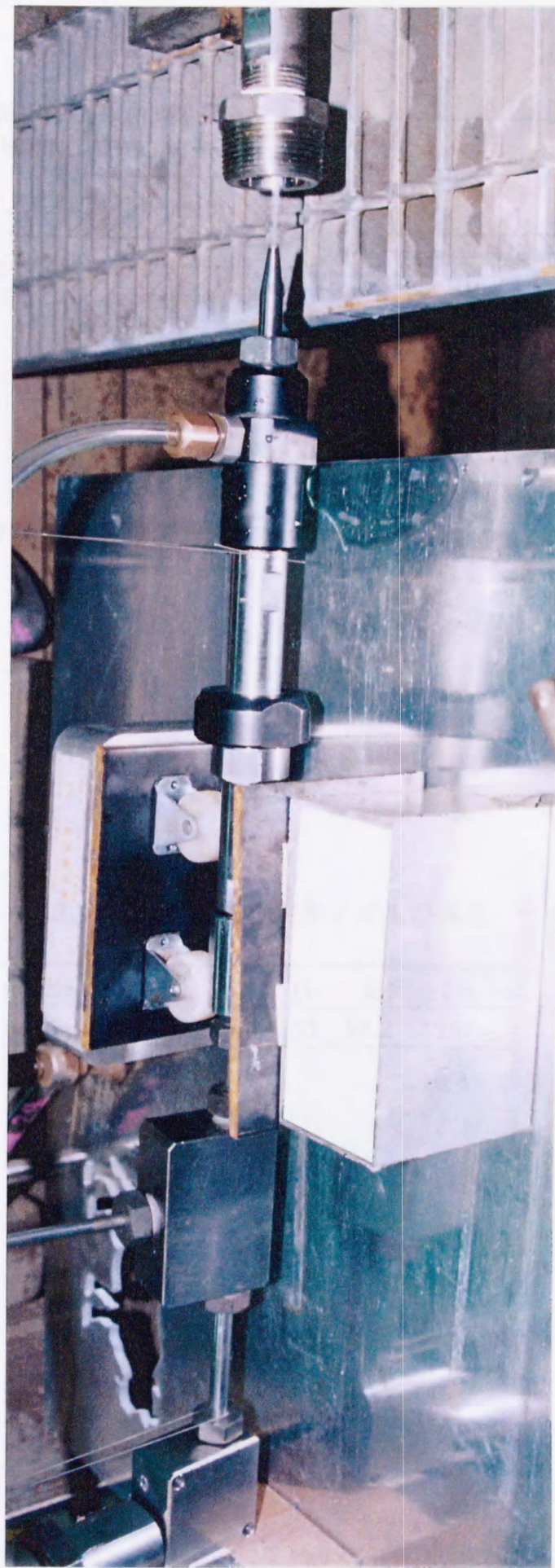


図 3.16 噴流運動量測定状況

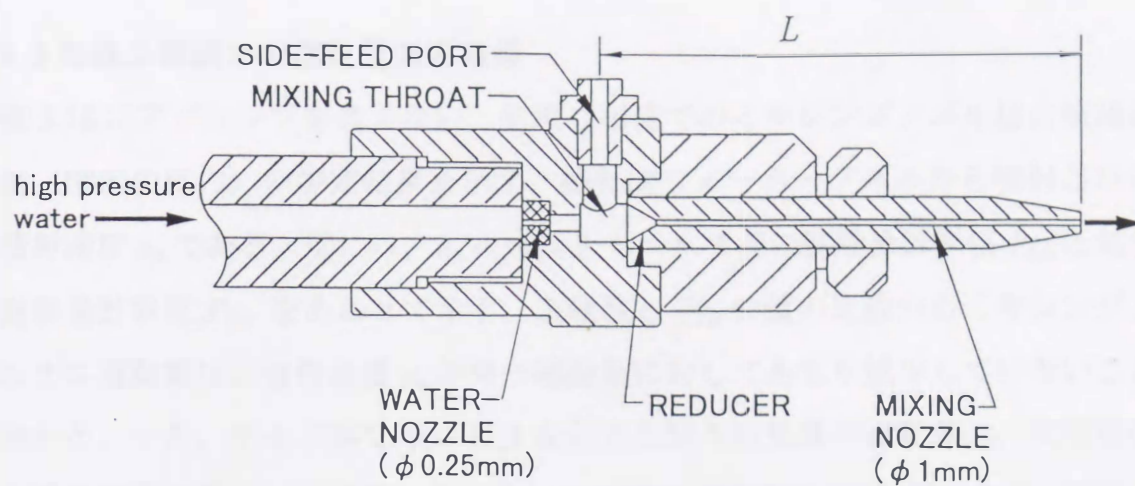


図 3.17 噴流運動量測定用ノズルの形状 (TYPE G, H, I)

表 3.3 噴流運動量測定用ノズルの長さ

nozzle type	G	H	I
nominal length L (mm)	55	81.2	125

3.3.3 気液二相流での運動量測定結果

図 3.18 にアブレーションを含まない、気液二相流でのミキシングノズル出口噴流運動量（噴流の反力）の測定結果を示す。横軸はウォーターノズルから噴射される水噴射速度 u_n である。図には、 u_n の速度をもつ水噴流の運動量計算値 P_{Ln} と気相の運動量計算値 P_{Gn} をあわせて示す。実験値と P_{Ln} の値の比較からミキシングノズル出口運動量は水噴射速度 u_n が持つ運動量に対してあまり減少していないことが分かる。一方、ボイド率で 95%以上をしめる混入空気量の運動量は、気相速度が水噴射速度に等しいと仮定した場合でも全体の運動量の 1%以下であり、実際の空気速度の場合ではほとんど無視できる。

3.3.4 ミキシングノズル出口の気液二相流の相速度

ミキシングノズル出口での気液の相速度 u_{Ge} , u_{Le} は次の方法で求められる。すなわち、連続式

$$Q_{Ge}/u_{Ge} + Q_L/u_{Le} = A_m \quad (3.2)$$

および、運動量保存式

$$P_e = W_G u_{Ge} + W_L u_{Le} \quad (3.3)$$

より u_{Le} を消去すると次式を得る。

$$A_m W_G u_{Ge}^2 + (W_L Q_L - W_G Q_{Ge} - A_m P_e) u_{Ge} + P_e Q_{Ge} = 0 \quad (3.4)$$

式(3.4)に運動量と流量の実測値を代入し、気相出口速度 u_{Ge} についての二次式を解いて u_{Ge} を求め、さらに式(3.3)を用いて u_{Le} が得られる。ここで、ミキシングノズル出口の空気流量 Q_{Ge} は大気圧下での値 Q_{G0} に等しい。

上式より求めた液相および気相のミキシングノズル出口速度を図 3.19 に示す。液相つまり水の出口速度はウォーターノズル直後の水噴射速度からあまり減少していない。液相については、ミキシングノズルからの噴流の状態を撮影したシュリーレン写真（図 3.20）を調べると、噴流から伸びるマッハ線が観測され、ノズル出口で液相が空気に対する超音速流れを維持していることが分かる（付録 D 参

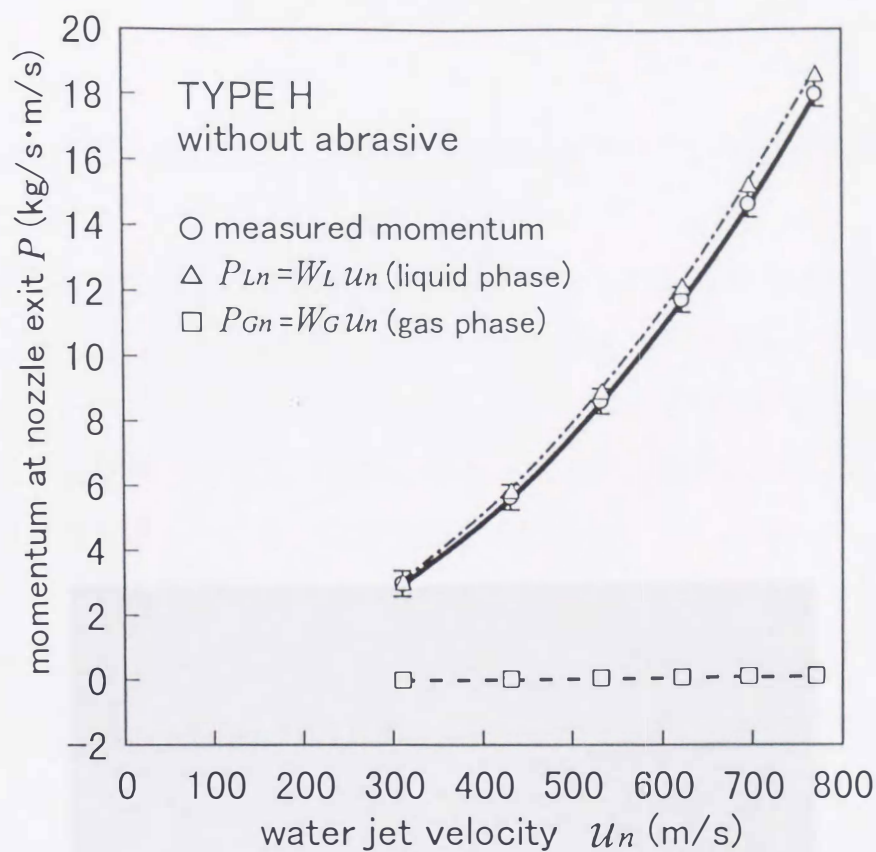


図 3.18 噴流運動量測定結果

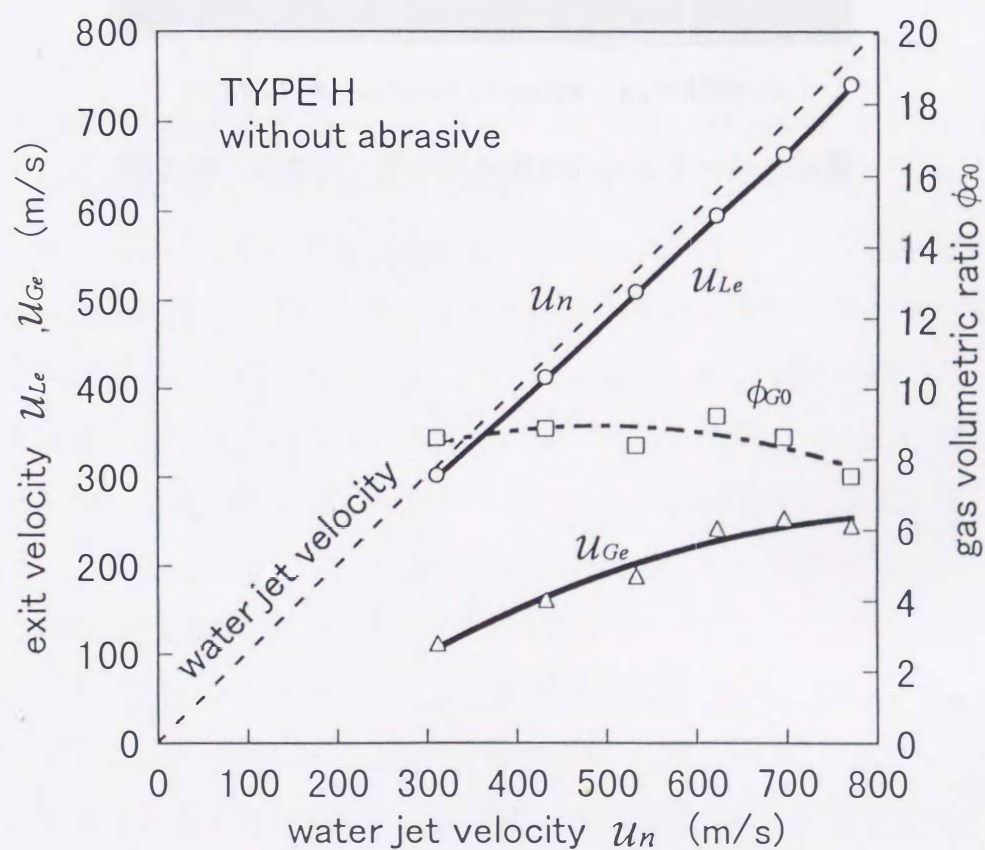
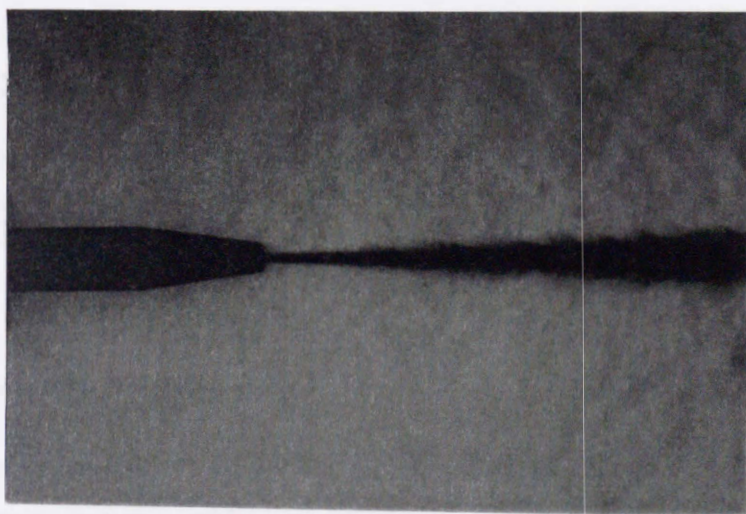


図 3.19 ミキシングノズル出口速度



(TYPE H without abrasive $u_{\text{jet}} \approx 636 \text{ m/s}$)

図 3.20 ミキシングノズル出口のシュリーレン写真

照)。一方、気相の出口速度は、最大で約 250m/s であり、気体単相での音速以下である。

このように、液相は気相よりも大きな速度を保ったままミキシングノズルから噴出する。さらに、ミキシングノズルでの運動量減少が少なく、この部分での摩擦損失が小さいことを考え合わせると、ミキシングノズル内の流れはノズル中心部分を流れる水噴流（液相）が気相に包まれてノズル壁面にほとんど触れない、逆環状流の状態で流れていると推定される。

3.3.5 ミキシングノズル内の気液二相流の相速度

ミキシングノズル内の水、空気の流れは次の関係式を利用して求められる。

$$Q_G/u_G + Q_L/u_L = A_m \quad (3.5)$$

$$Q_L = A_L u_L \quad (3.6)$$

$$Q_G = A_G u_G = Q_{G0} p_0 / p \quad (3.7)$$

ここで、 A_G 、 A_L はノズル内での気相、液相の断面積である。また、 p はノズル内圧力、 p_0 は大気圧である。液相の速度は図 3.19 で明らかなように、ウォーターノズル出口直後の水噴射速度 u_n とミキシングノズル出口液相速度 u_{Le} との差が小さいため、液相速度がこの間で直線的に減速すると仮定しても実際との差は小さいと考えてよい。このように水の速度を仮定すると、式(3.6)により、 $A_L = Q_L/u_L$ が定まり、式(3.5)と式(3.7)を利用して、ノズル内圧力分布の測定結果からノズル内の気相速度を求めることができる。図 3.21、図 3.22 は気液二相流の場合の、固気入口からの距離に対する圧力分布と、直線近似した液相速度、およびこれを利用して求めた気相の速度分布を示したものである。また、速度算出例として、表 3.4 に $u_n=771\text{m/s}$ のときの数値データを示す。圧力の減少とともに気体の体積は増加し、その結果、気相はミキシングノズル内で加速されていく。しかし、 $u_G=u_L$ となることはなく、常にスリップ比 $\sigma_G=u_G/u_L$ は 1 以下である。 $u_n=771\text{m/s}$ (図 3.21) では、気相速度は気体単相の音速を超え、最大でマッハ数 $M=1.9$ に達する。そして、出口近傍で圧力は大気圧まで回復し、速度は大気圧での値まで減少する。一方、

$u_n=445\text{m/s}$ (図 3.22) では、気相速度はノズル内で音速を超えず、そのときの圧力変化は出口に向かって大気圧まで緩やかに回復する傾向がみられる。

図 3.23 は気相速度分布の変化を各水噴射速度に対して求めたものである。 $u_n \approx 500\text{m/s}$ をこえると、ミキシングノズル内のある範囲で超音速の状態となる境界があり、超音速領域が現れる場合には、ノズル出口付近での急激な圧力回復に伴い、気相速度も急激に減少する。

以上より、ミキシングノズル出口が大気開放であることを考慮すると、 u_n の大きい場合にはノズル出口近傍で、気体流れの垂直衝撃波類似の現象が発生し、急激な圧力回復を生じている可能性が高い。この現象については 3.4 節で検討する。

図 3.24 と図 3.25 はミキシングノズル長さが異なる場合のノズル内の気相、液相速度を示したものである。図 3.11、図 3.12 で推定された、 $L=55\text{mm}$ の場合では気相が十分な加速を得られないことが、この速度算出結果で示されている。また、 $L=85\text{mm}$ と $L=125\text{mm}$ ではノズル途中での気相の最高速度に大きな差はみられない。つまり、ミキシングノズルがある長さ以上では、気相の加速に上限があることが分かる。

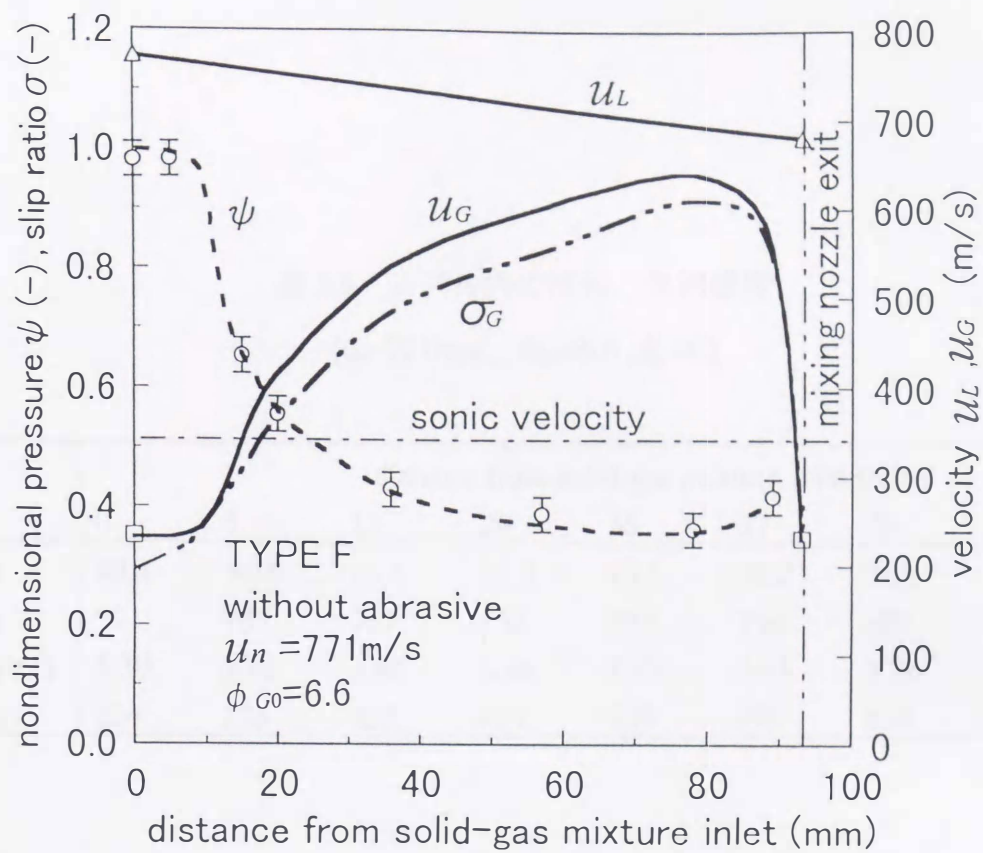


図 3.21 ノズル内液相および気相速度

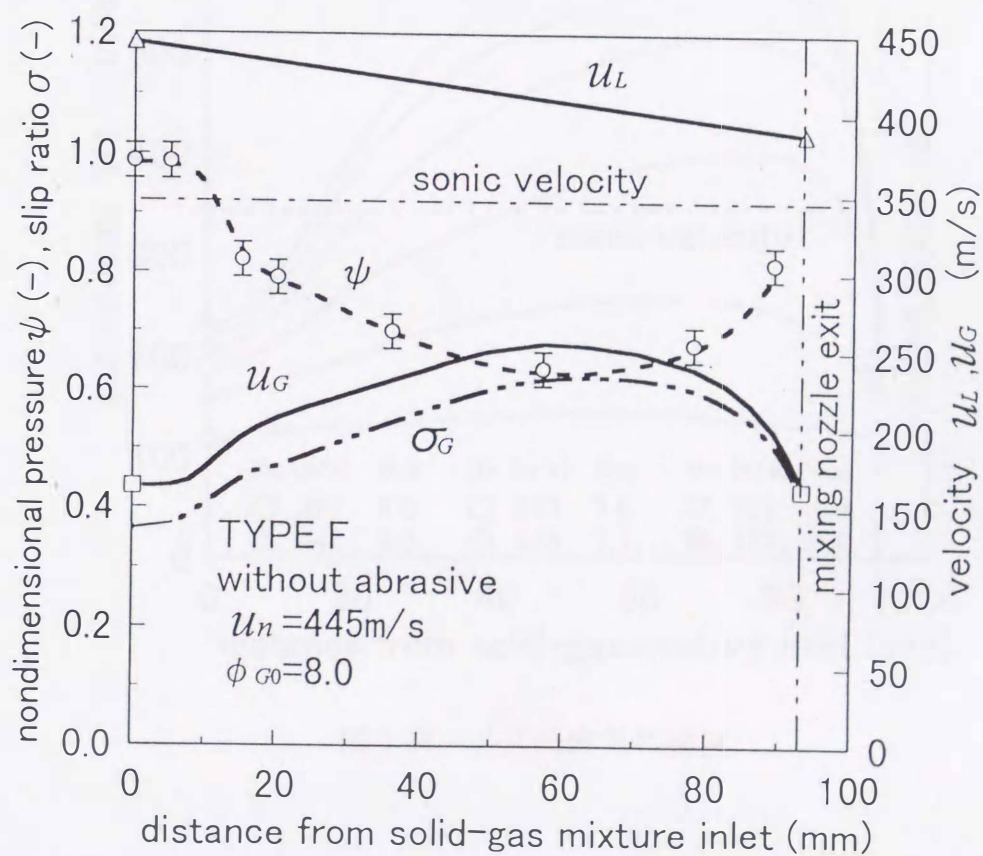


図 3.22 ノズル内液相および気相速度

表 3.4 ノズル内の液相, 気相速度

($u_n=771\text{m/s}$, $\phi_{G0}=6.6$, $\phi_s=0$)

	distance from solid-gas mixture inlet (mm)								
	0	5	15	20	36	57	78	89	93
p (kPa)	99.4	99.4	66.1	56.2	43.5	39.2	36.6	42.2	101.3
u_L (m/s)	771	767	757	752	737	716	696	685	681
$A_L \times 10^8$ (m ²)	3.39	3.41	3.46	3.48	3.55	3.65	3.76	3.82	3.84
u_G (m/s)	234	234	352	414	536	595	638	554	231

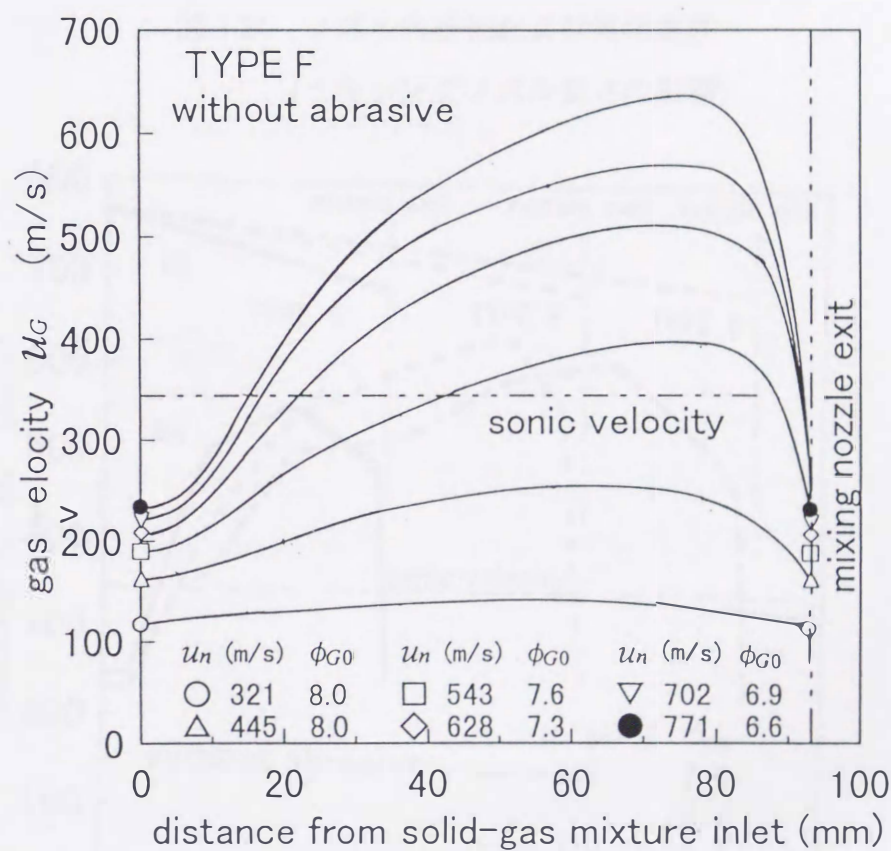


図 3.23 ノズル内気相速度

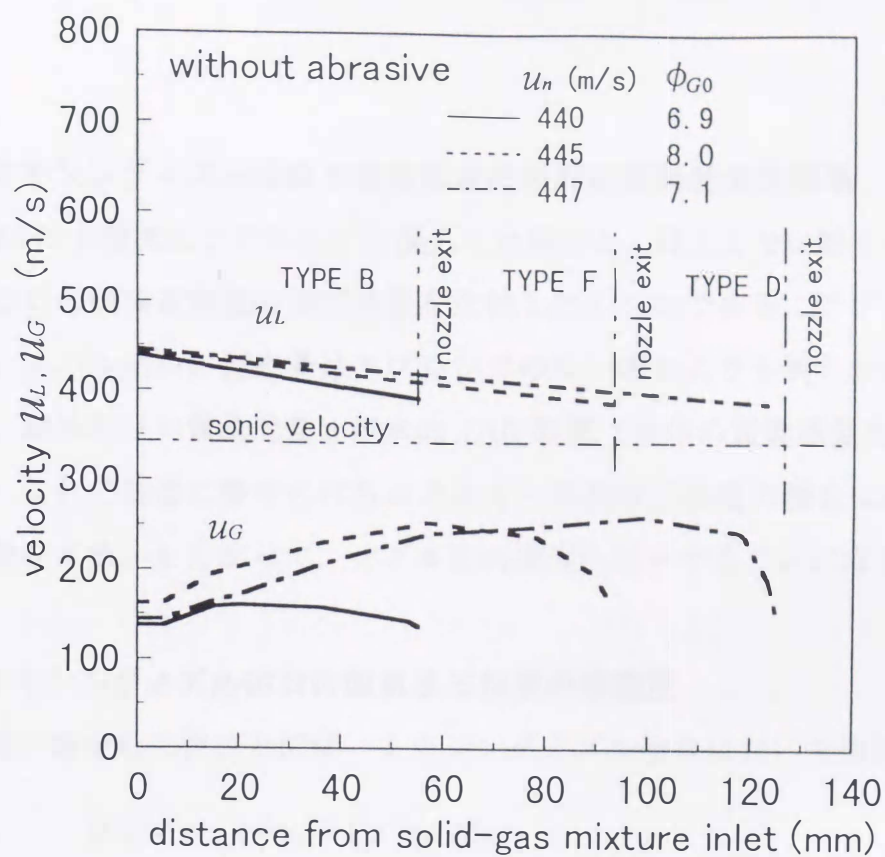


図 3.24 ノズル内液相および気相速度

(ミキシングノズル長さの影響)

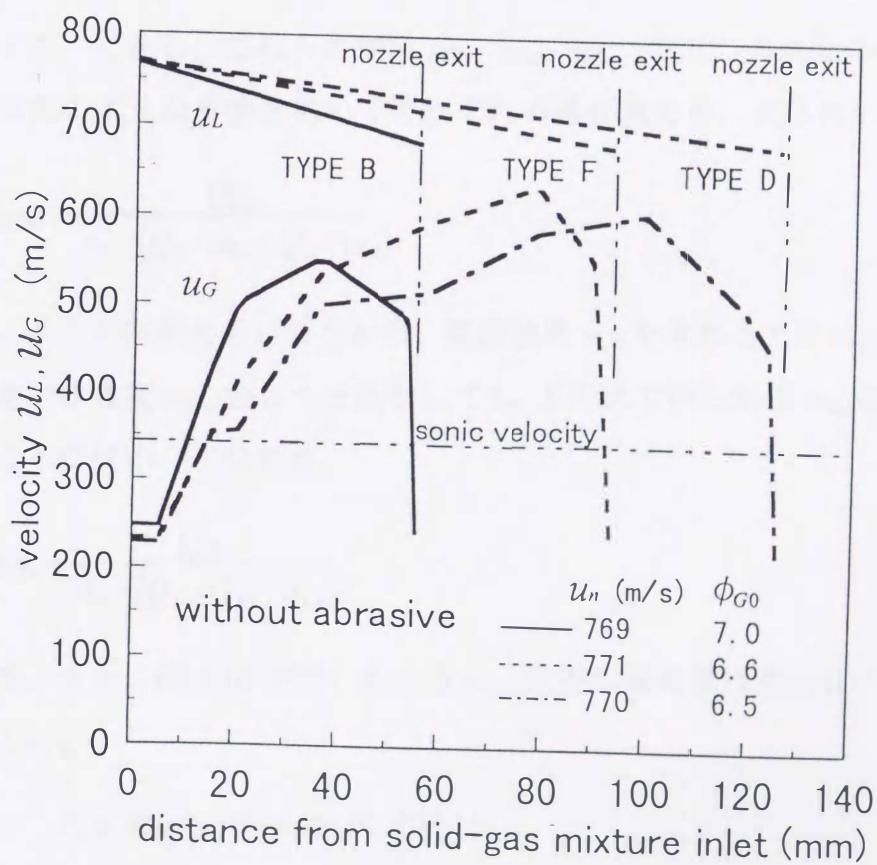


図 3.25 ノズル内液相および気相速度

(ミキシングノズル長さの影響)

3.3.6 ミキシングノズル出口での固気液三相流の運動量測定結果

図 3.26 は水噴流にアブレシブを混入した場合と、混入しない場合のミキシングノズル出口の噴流運動量の測定結果を比較したのものである。アブレシブの混入により、ノズル出口の運動量はアブレシブのない場合よりも明らかに減少する。これは、固体粒子の質量流量比が水の 1/10 程度（気体の質量流量比は約 1/100）であり、この加速に費やされるエネルギーが気液二相流の場合に比べて大きいことを意味する。したがって、ノズル出口速度も減少することになる。

3.3.7 ミキシングノズル出口の固気液三相流の相速度

三相流の場合も二相流と同様、ミキシングノズル出口において連続式

$$Q_{Ge}/u_{Ge} + Q_L/u_{Le} + Q_S/u_{Se} = A_m \quad (3.8)$$

と運動量保存式

$$P_e = W_G u_{Ge} + W_L u_{Le} + W_S u_{Se} \quad (3.9)$$

が成立する。しかし、これらの式は u_{Ge} , u_{Le} , u_{Se} の三つの未知の値を含むので、ここでは次のような方法を用いてそれぞれの値を求める。式(3.8)から

$$u_{Ge} = \frac{Q_{Ge}}{A_m - (Q_L/u_{Le} + Q_S/u_{Se})} \quad (3.10)$$

ここで、ボイド率が大いことから、気相速度 u_{Ge} を求めるために、液相と固相を同一の見かけ速度 u_{LSe} をもつと見なしても、上の式で得られる u_{Ge} に大きな影響を与えることはない。すなわち、

$$u_{Ge} = \frac{Q_{Ge}}{A_m - (Q_L + Q_S)/u_{LSe}} \quad (3.11)$$

と表せる。また、図 3.18 で示したように、気相の運動量は他に比べて十分小さいので式(3.9)を

$$P_e \cong W_L u_{Le} + W_S u_{Se} = (W_L + W_S) u_{LSe} \quad (3.12)$$

と近似して、固液の見かけ速度 u_{LSe} を求めることにより気相速度 u_{Ge} を決定することができる。次に、 u_{Ge} を既知として、式(3.8)と式(3.9)の連立式を解いて u_{Le} と u_{Se} を得る。なお、ここでも Q_{Ge} は大気圧下での値を用いる。

この方法で求めた各相速度を図 3.27 に示す。液相速度はアブレシブを混入しない場合と比較して 50%ないし 80%に減速しており、水噴射速度 u_n が小さいほどその割合は大きい。これに対して気相速度は、この実験の範囲では、アブレシブの混入による速度の大きな変化はみられない。一方、アブレシブの速度は水の約 30% (50~150m/s) であり、この値は他の研究者による光学方式での粒子速度測定結果⁽⁷⁾⁽²⁰⁾に近い値を示している。ただ、このアブレシブ速度は粒子全体の平均の速度であり、アブレシブの全てがこの速度で噴出しているわけではないが、切断時の現象は平均的な値で十分説明可能である⁽²¹⁾。

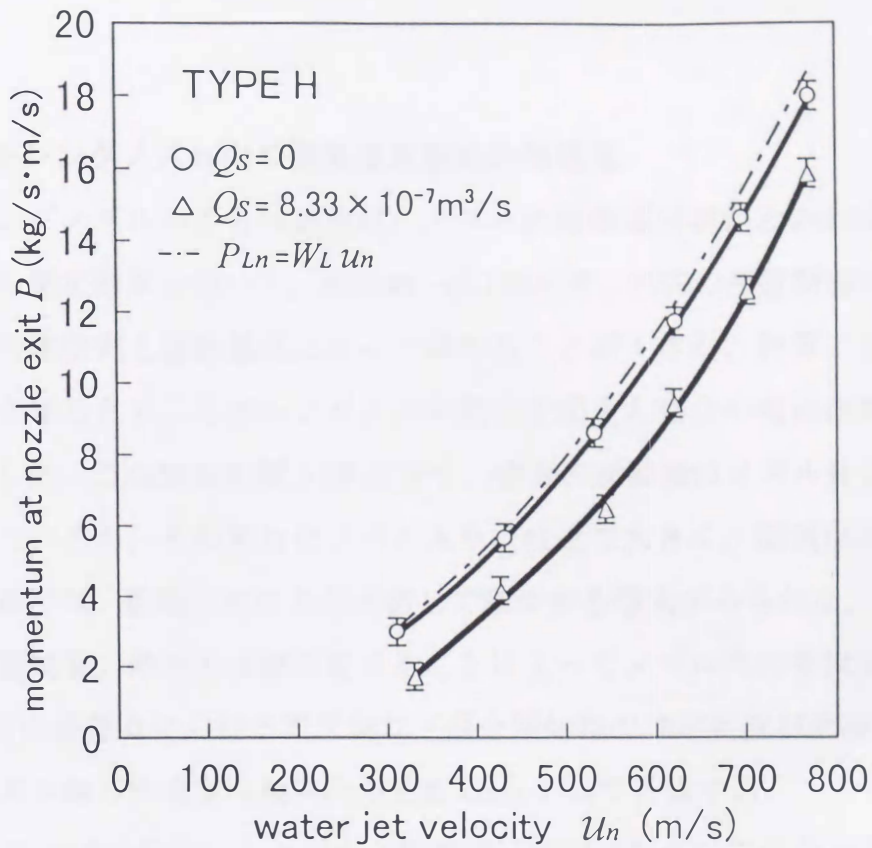


図 3.26 噴流運動量測定結果

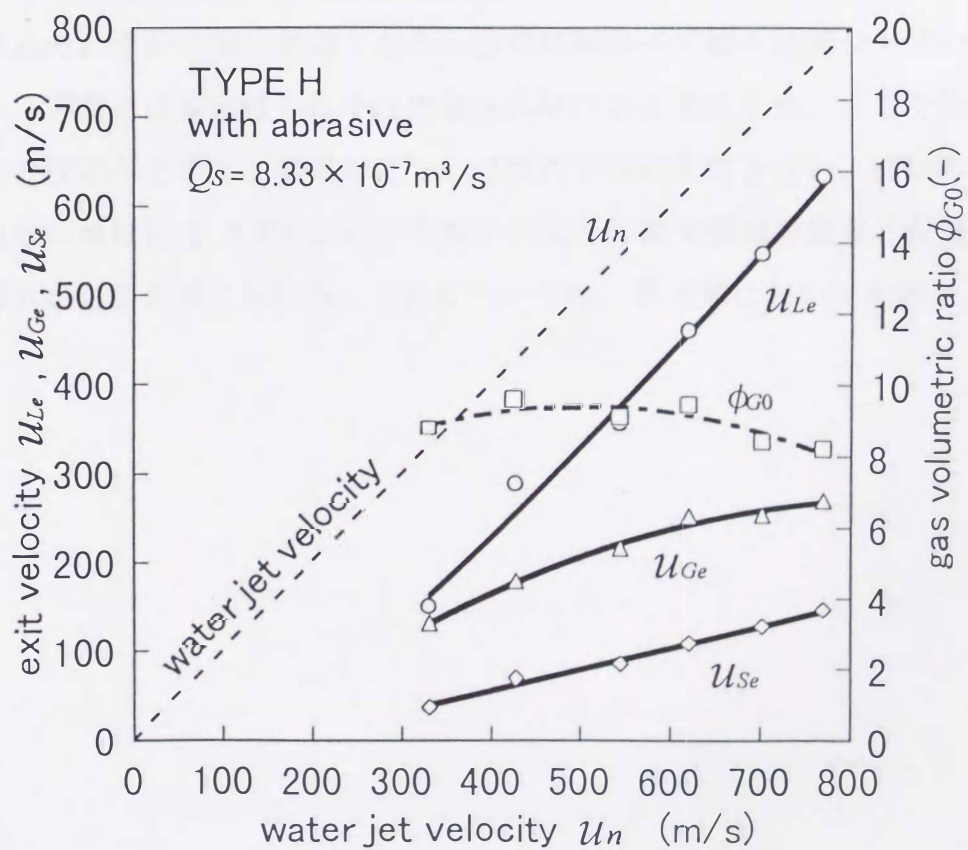


図 3.27 ミキシングノズル出口相速度

3.3.8 ミキシングノズル内の固気液三相流の相速度

ミキシングノズル内の各相速度は、ノズル内運動量分布がわかれば、ノズル内圧力分布の測定結果を用いて、式(3.8)～(3.12)と同じ形式の任意断面に対する固気液混相流の連続式と運動量式によって求めることができる。計算に必要なノズル内運動量を知るため、ミキシングノズル長さを変えた場合の噴流運動量からその値を推定した。この結果を図 3.28 に示す。噴流の運動量はノズル長さの増加に伴い減少しているが、その割合はノズル入り口付近で大きく、固気供給口から一定の距離以降では、距離におおよそ比例して減少する傾向がみられる。簡単のため、ここでは運動量の減少を直線近似することによってノズル内の各相速度を求める。また、軸方向距離 0 におけるアブレシブ混合開始時の加速状況が明確でないため、固相のノズル軸方向速度は混入時の速度 0m/s として計算する。

図 3.29 に上述の仮定にもとづく、固気液三相流の速度計算結果および圧力分布測定結果を示す。また、相速度算出における数値データを表 3.5 に示す。液相、気相の速度は図 3.21 における、アブレシブを含まない場合に比べて減少するが、流れ方向に沿う各相速度および圧力の分布は同様の傾向を示している。アブレシブ速度は混入後わずかの間に最高となり、出口に向かって徐々に減少していく結果となった。実際には混合後も粒子は加速され続けると考えられ、ここで用いた運動量分布の仮定が必ずしも妥当かどうかは現状では判定できない。固相の速度分布の妥当性の検証には AWJ における粒子の抗力係数や摩擦係数などを適用した理論の導入が必要と考えられる。これについては、第 4 章において検討する。

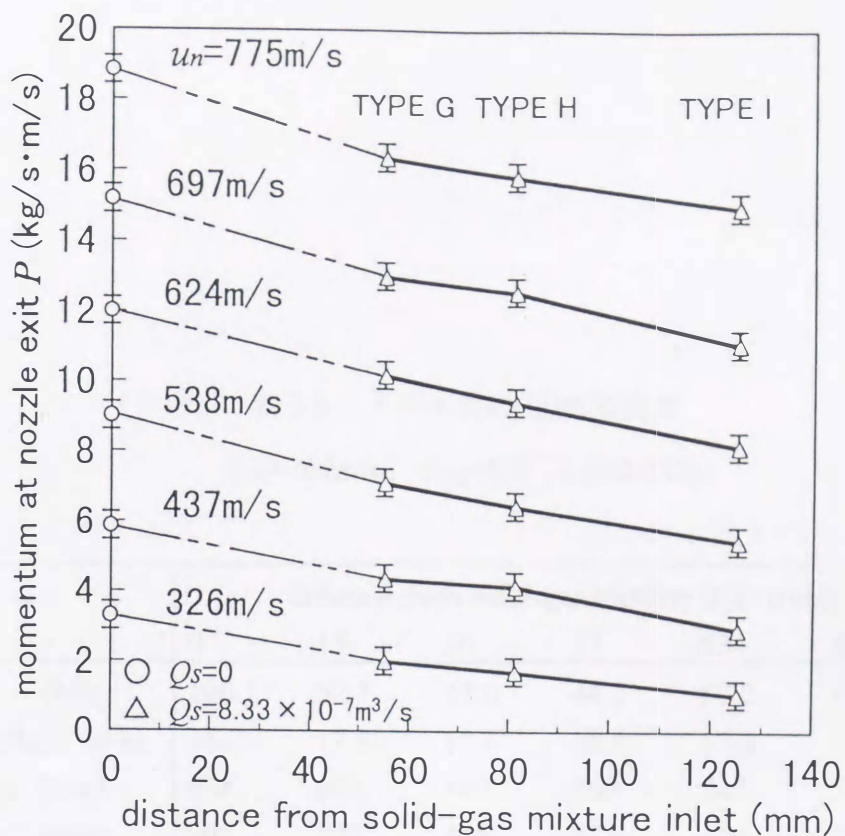


図 3.28 噴流運動量測定結果

(ミキシングノズル長さの影響)

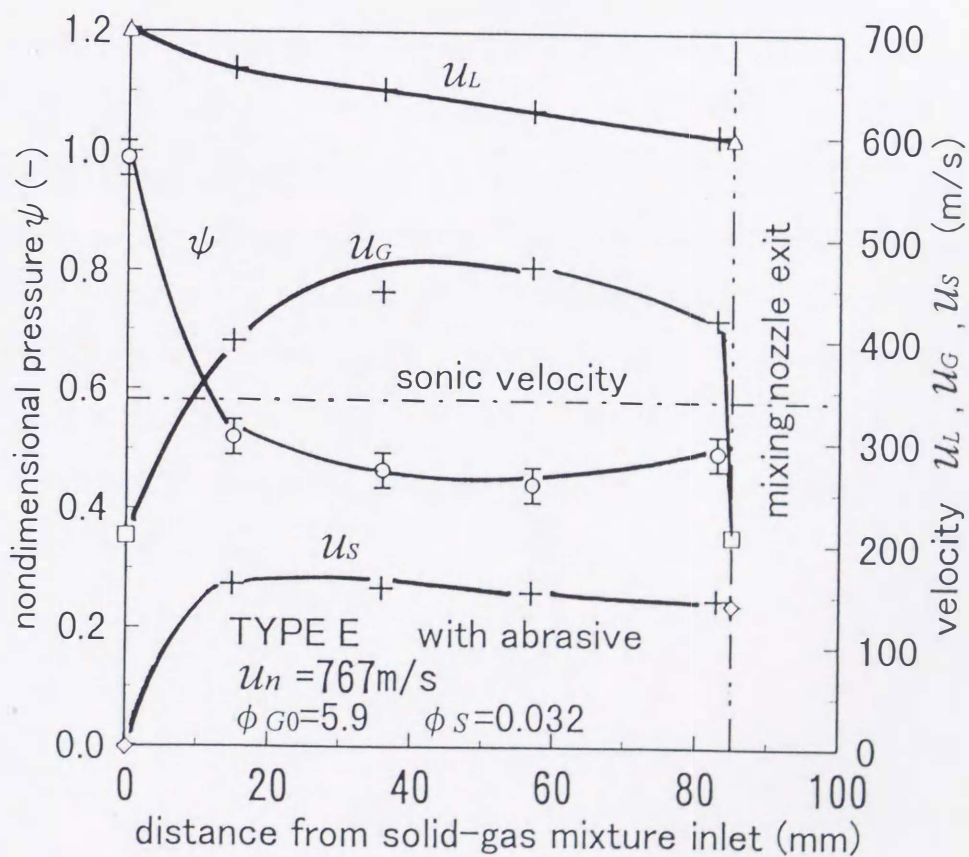


図 3.29 ノズル内液相、気相および固相速度

表 3.5 ノズル内の三相流速度

($u_n=767\text{m/s}$, $\phi_{G0}=5.9$, $\phi_S=0.032$)

	distance from solid-gas mixture inlet (mm)					
	0	15	36	57	83	85
p (kPa)	100.1	52.7	47.0	44.7	50.2	101.3
P (kg/s·m/s)	18.0	17.6	17.1	16.6	15.9	15.9
u_{LS} (m/s)	618	605	587	569	547	544
u_G (m/s)	207	397	446	471	420	208
u_L (m/s)	702	664	644	624	600	599
u_S (m/s)	0.0	160	156	152	145	141

3.4 衝撃波による圧力上昇

図 3.21, 図 3.23 のようなノズル内の気相の音速を超えた流れや, 図 3.10 の圧力分布における u_n が 500m/s 以上の場合の出口付近での, 負圧状態からの大気圧へ回復する過程での現象を考察すると, ノズル出口近傍では気相単相流での垂直衝撃波に類似の現象が発生していると考えられる.

Witte⁽²²⁾は管内気液二相流の場合の垂直衝撃波類似現象を解析しているが, これは気泡流の範囲を対象にしたもので相速度は数 10m/s と余り高くない. 一方, 流動様式がミスト流の場合, 液滴が気相に影響を与えず, 気相が単独に振る舞う凍結衝撃波として扱うことが可能なことが知られている⁽²³⁾. このとき, 垂直衝撃波前後の圧力変化は次のランキン・ユゴニオの関係で与えられる.

$$\frac{p_e}{p_i} = \frac{2\kappa M_i^2}{\kappa + 1} - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \quad (3.13)$$

ここで扱うノズル内の流れは, 液相が連続相として存在する過渡状態の流動様式と考えられ, 必ずしもミスト流とはみなせないが, ボイド率が 95%以上であり, 式(3.13)を適用して垂直衝撃波が生じる場合の圧力上昇を計算してみる. 衝撃波前面の圧力 p_i に, 最も出口に近い圧力実測値 p_{08} を与えた場合, $u_n \geq 600\text{m/s}$ における衝撃波発生後の圧力 p_e は図 3.30 のようになる. すなわち, 衝撃前のマッハ数が $M_i > 1$ の場合の p_e は, 大気圧前後の値まで上昇することを示している. このことから, u_n が大きい場合, ノズル出口付近で垂直衝撃波類似の現象が発生し, 急激な圧力回復が生じていると推測される. この図の計算で, マッハ数 M_i は出口近傍の実測圧力 p_{08} とその値をもとに得られる気体速度 u_{Gi} より求めた. また, 気液二相流の音速の計算には Moody の式⁽²⁴⁾を用いているが, その値は気相単独の音速とほとんど同じである.

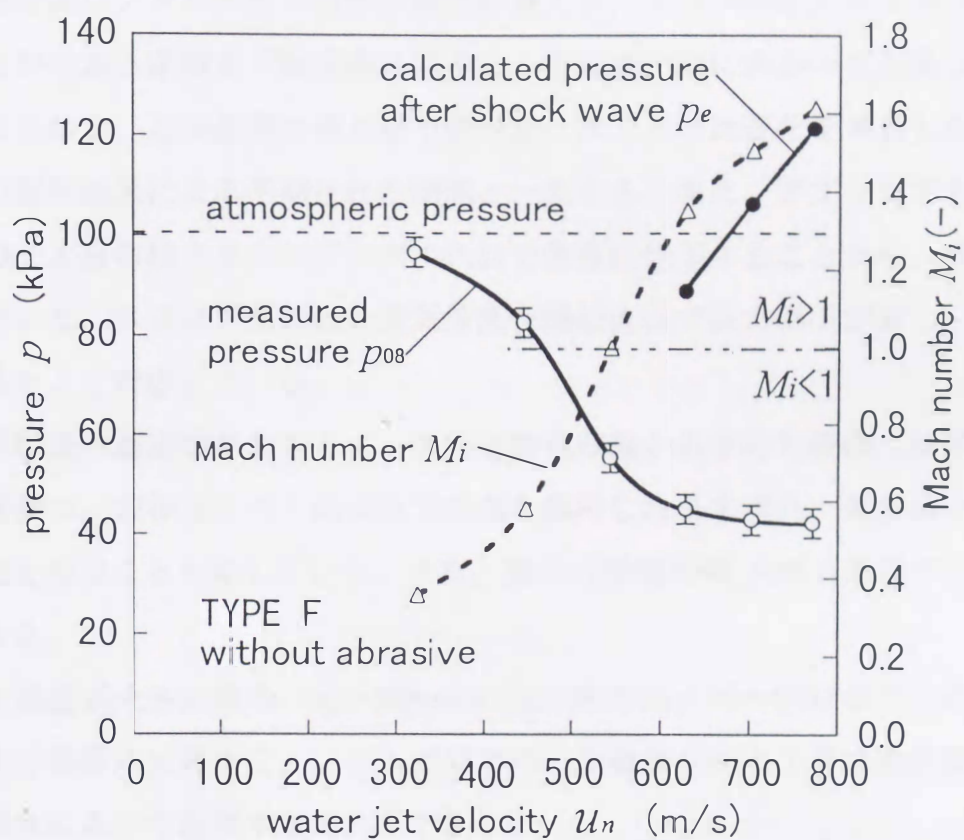


図 3.30 垂直衝撃波による圧力上昇

3.5 本章の結論

AWJ ノズル内の流動状態を把握するため、本研究では二種類の実験を行った。まず、軸方向のノズル内圧力分布の測定結果より、ノズル内圧力はミキシングノズル入口からある距離まで軸方向に低下し、その後出口に向かって上昇していく変化が示される。この結果は第2章で述べた、スリップ比変化を考慮した分離流モデルの解析結果による予測された傾向と一致する。また、アブレシブを混入した場合の圧力分布はミキシングノズル入口で急激に低下することから、第2章の解析で示した、スリップ比の低い固気液混合開始直後で圧力降下が著しいことが実験結果とよく対応している。

出口運動量の測定結果をもとに一次元運動量理論から求めた液体、気体、固体各相の速度は、液相はノズル出口まで高速を維持したまま流れ、気相はノズル内で超音速となることを示している。また、固相は液相の約 30% の速度でノズルから吐出する。

水噴射速度が大きい場合 ($u_n > 500\text{m/s}$) は、圧力はノズル出口のごく近傍で、大気圧まで急激に上昇する。ノズル出口でのこの急激な圧力上昇は垂直衝撃波に類似の現象によって説明することができる。

第4章 粒子の加速特性を考慮した軸方向速度分布

4.1 まえがき

第3章では、ノズル内の圧力分布および液相速度分布または運動量分布が既知の場合に、各相の速度分布を断面平均の運動量理論から求められることを示した。しかし、第3章の解析では、粒子の慣性力や抗力を考慮していないことから、粒子は液相との混合直後に速度が最大となり、その後ノズル内での運動量の減少とともに出口に向かって緩やかに速度が減少する傾向となる（図3.29）。この結果からノズル内の相速度分布を概ね把握できるが、ノズル内では粒子の加速が継続して行われると考える方が現実的である。実際に近い状態で流動の現象を調べるには、さらに粒子の慣性力や抗力を考慮する必要がある。したがって本章では粒子の液相および気相中の分布状況を考慮し、液相、気相のそれぞれの中を流れる粒子に対して運動方程式を適用し、その結果を考慮に入れて全体としての混相流の相速度分布を求める。

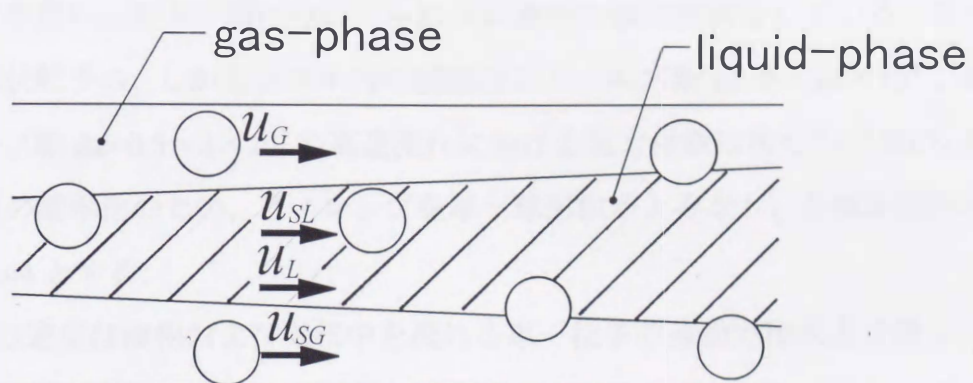
粒子の加速特性を運動方程式で考察した研究⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽²⁵⁾はいくつか報告されている。しかし、それらの解析ではノズル内の液相中を流れる粒子のみを考慮しており、気液二相の分離流中の粒子挙動については検討していない。実際の粒子速度を考慮するうえでAWJ特有の、気液が分離あるいは混合した流れの中を粒子が移動する状態を考慮することは不可欠である。

この解析を行うには粒子の挙動のモデル化が必要である。ここでは、粒子群を代表する一個の粒子についての運動方程式を導き、さらに粒子群の分布についていくつかの計算仮定を設け、得られる計算結果が妥当かを判断し、解析結果の評価を行う。

4.2 粒子の運動方程式

4.2.1 固体粒子群のモデル化

AWJの実用条件ではノズル内の固気液の体積流量割合はおおよそ、粒子1%、空気95%、水4%であり粒子の占める割合はわずかである。この少量の粒子が気液二相の逆環状流のノズル内を高速で流れる場合、粒子群は図4.1に示すような粒子径の十数倍の間隔で分布しており、実質的には粒子が単独で運動している状況が予測される。



u_L : liquid-phase velocity
 u_G : gas-phase velocity
 u_{SL} : solid-phase velocity in liquid-phase
 u_{SG} : solid-phase velocity in gas-phase

図 4.1 AWJ ノズル内の粒子群分布モデル

このような状況における、ノズル内の気液二相分離流中の、加速特性を考慮した粒子の速度分布の解析において次の仮定を設ける。

- (1) 液相中を流れる粒子の抗力係数 C_{DL} および気相中を流れる抗力係数 C_{DG} は単一球形粒子と同一とする。粒子すなわちアブレシブには通常天然のガーネットや鑄鉄グリッドを用い、粒子一個についてみれば非球形の複雑形状をしている。このような複雑形状粒子の、しかもノズル内の液相のレイノルズ数 $Re=8\sim 20\times 10^4$ 、気相のレイノルズ数 $Re=0.5\sim 4\times 10^4$ の高速流れにおける抗力係数は明らかでない。本研究では計算の簡単化のため、アブレシブを単一球形粒子とみなし、各相を流れる抗力係数は 0.44 とする。
- (2) 粒子の速度は液相および気相中を流れる単一粒子の運動方程式より導く。
- (3) 液相と気相の速度は、ノズル断面の連続の式および運動量方程式より導く。
- (4) 粒子の混合開始直後から数 10mm でその速度が数 100m/s に加速される現象では、重力の影響は小さいと考え本解析では無視する。

4.2.2 液相中の粒子の運動方程式

液相の中で単一の粒子が加速する場合の運動方程式は、次の式で与えられる。

$$\frac{\pi d_p^3}{6} \rho_s \frac{du_{SL}}{dt} = \frac{C_{DL}}{2} \rho_L (u_L - u_{SL}) |u_L - u_{SL}| \frac{\pi d_p^2}{4} \quad (4.1)$$

加速度を、

$$\frac{du_{SL}}{dt} = \frac{du_{SL}}{dx} \frac{dx}{dt} = u_{SL} \frac{du_{SL}}{dx} \quad (4.2)$$

で表すと、式(4.1)は次式となる。

$$\rho_s u_{SL} \frac{du_{SL}}{dx} = \frac{3}{4} C_{DL} \frac{\rho_L}{d_p} (u_L - u_{SL}) |u_L - u_{SL}| \quad (4.3)$$

4.2.3 気相中の粒子の運動方程式

気相中を粒子が加速する場合の運動方程式は、液相中と同様にして次の式で与えられる。

$$\rho_s u_{SG} \frac{d u_{SG}}{dx} = \frac{3}{4} C_{DG} \frac{\rho_G}{d_p} (u_G - u_{SG}) |u_G - u_{SG}| \quad (4.4)$$

4.3 粒子の運動方程式の離散式

式(4.3), (4.4)の u_{SL} , u_{SG} を軸方向微小変化での数値解析によって求める。その離散式を以下に示す。

4.3.1 液相中の粒子の離散式

式(4.3)を有限区間 Δx で書き変えると、次式で表される。

$$u_{SL} \Delta u_{SL} = \frac{3}{4} C_{DL} \frac{\rho_L}{d_p \rho_s} (u_L - u_{SL}) |u_L - u_{SL}| \Delta x \quad (4.5)$$

ここで、

$$\Delta u_{SL} = u_{SLi+1} - u_{SLi}, \quad u_{SL} = u_{SLi+1}, \quad u_L = u_{Li}$$

$$K_L = \frac{3}{4} C_{DL} \frac{\rho_L}{d_p \rho_s} \Delta x$$

とおくと、式(4.5)は次の離散式で表される。

$$u_{SLi+1} (u_{SLi+1} - u_{SLi}) = K_L (u_{Li} - u_{SLi+1}) |u_{Li} - u_{SLi+1}| \quad (4.6)$$

これは u_{SLi+1} の2次式となり、 u_{SLi} , u_{Li} が既知ならば次式で u_{SLi+1} は与えられる。

(i) $u_{SLi+1} < u_{Li}$ のとき

$$u_{SLi+1} = \frac{u_{SLi} - 2 K_L u_{Li} \pm \sqrt{(2 K_L u_{Li} - u_{SLi})^2 + 4(1 - K_L) K_L u_{Li}^2}}{2(1 - K_L)} \quad (4.7)$$

(ii) $u_{SLi+1} \geq u_{Li}$ のとき

$$u_{SLi+1} = \frac{u_{SLi} + 2 K_L u_{Li} \pm \sqrt{(2 K_L u_{Li} + u_{SLi})^2 - 4(1 + K_L) K_L u_{Li}^2}}{2(1 + K_L)} \quad (4.8)$$

4.3.2 気相中の粒子の離散式

気相中の単一粒子速度 u_{SGi+1} の離散式は、液相中と同様にして次式で表される。

(i) $u_{SGi+1} < u_{Gi}$ のとき

$$u_{SGi+1} = \frac{u_{SGi} - 2K_G u_{Gi} \pm \sqrt{(2K_G u_{Gi} - u_{SGi})^2 + 4(1 - K_G) K_G u_{Gi}^2}}{2(1 - K_G)} \quad (4.9)$$

(ii) $u_{SGi+1} \geq u_{Gi}$ のとき

$$u_{SGi+1} = \frac{u_{SGi} + 2K_G u_{Gi} \pm \sqrt{(2K_G u_{Gi} + u_{SGi})^2 - 4(1 + K_G) K_G u_{Gi}^2}}{2(1 + K_G)} \quad (4.10)$$

ここで、

$$K_G = \frac{3}{4} C_{DG} \frac{\rho_G}{d_p \rho_s} \Delta x$$

である。

4.4 液相、気相の速度

前節で導いた液相および気相中の単一粒子の速度 u_{SLi+1} , u_{SGi+1} から、液相速度 u_{Li+1} と気相速度 u_{Gi+1} を求めるため、ここでも改めてノズル各断面でのそれぞれの相全体についての連続の式および運動量方程式を用いる。

$$\rho_s Q_L / u_{Li+1} + \rho_s Q_{Gi+1} / u_{Gi+1} + W_{SLi+1} / u_{SLi+1} + W_{SGi+1} / u_{SGi+1} = \rho_s A \quad (4.11)$$

$$P_{i+1} = W_L u_{Li+1} + W_G u_{Gi+1} + W_{SLi+1} u_{SLi+1} + W_{SGi+1} u_{SGi+1} \quad (4.12)$$

ここで、ノズル内の気体体積流量 Q_{Gi+1} は、

$$Q_{Gi+1} = Q_{G0} / \psi_{i+1} \quad (4.13)$$

である。これらの式はノズルの各区間の入口、出口を含む任意の断面で成立しなければならない式であるが、液相、気相中に分布する固相（粒子群）の質量流量 W_{SLi+1} , W_{SGi+1} が既知でなければこれらの式を用いて液相と気相の速度を求めることはできない。

W_{SLi+1} , W_{SGi+1} を求めるための液相中, 気相中の固体粒子群の混合過程には適当な仮定が必要である. ここでは, 次に示す二とおりの仮定を用いてその妥当性の検討を行うが, 基本的には混入した粒子の全流量を液相, および気相に配分する考えを採用している.

4.4.1 粒子群分布モデル(I)

固体粒子群は図 4.1 のように, AWJ ノズル断面において液相, 気相それぞれの空間に一様に分布する. この仮定にもとづく場合, 液相の空間占有割合を α_L とすると, 液相中に分布する粒子群の質量流量は,

$$W_{SL} = W_S \alpha_L \quad (4.14)$$

で与えられる. 同様に気相中に存在する粒子群の質量流量は,

$$W_{SG} = W_S (1 - \alpha_L) = W_S \alpha_G \quad (4.15)$$

で与えられる. この仮定にもとづく計算を行う際の α_L , α_G には, ノズル断面積を A として次式を用いる.

$$\alpha_L = \frac{A_L}{A} = \frac{Q_L}{u_L A} \quad (4.16)$$

$$\alpha_G = 1 - \alpha_L \quad (4.17)$$

4.4.2 粒子群分布モデル(II)

このモデルは図 4.2 に示すように, 粒子が液相と接触する体積割合に比例して液相との運動量の授受が行われることを考慮したモデルある. この解析では次の仮定を用いる.

- (1) 液相はウォーターノズル噴射直後と同一直径の円形噴流とする.
- (2) 液相と接触する粒子は, 粒子が水噴流を横切る際の接触部分の体積に比例して運動量が伝達される.

上記にもとづいた仮定と, さらに AWJ ノズル内の各領域での幾何学的形状を考慮し

た粒子と液相との接触割合より、液相中の粒子および気相中に分布する粒子流量を得る。

(i) ミキシングスロート領域

図 4.3 に示すように、液相中心と粒子の中心との距離を δ とすると、直径 d_f の液相と直径 d_p の粒子が接触可能な最大の中心間距離は $\delta_{max}=(d_f+d_p)/2$ である。したがって、ミキシングスロート領域で直径 d_f の固気供給口 (side-feed-port) から流入する粒子群と、直径 d_f の液相が混合するときの接触可能範囲 $A_{contact}$ は次式で表される。

$$A_{contact} = \frac{d_f^2}{2} \theta_1 + d_f (d_f + d_p) \cos \theta_1 \quad (4.18)$$

$$\theta_1 = \sin^{-1} (d_f + d_p) / d_f \quad (4.19)$$

また、粒子と液相が部分的に接触する体積割合を、粒子群が完全に液相に接触する場合の体積に換算するための等価割合 η_{eq} を用いて表すと、この領域で液相に接触する粒子群の質量流量は、

$$W_{SLI} = \eta_{eq} W_s \frac{A_{contact}}{A_f} \quad (4.20)$$

で与えられる。等価の接触割合 η_{eq} は粒子が液相と接触する場合の時間的平均を考慮するものとすれば、接触部分の体積割合 $\eta(\delta)$ を液相中心から接触可能範囲まで積分して得られる。ここで、 δ が $r_f - r_p$ 以下では粒子が液相に完全に含まれるので、 $\eta(\delta) = \eta_0 = 1$ である。

$$\eta_{eq} = \frac{1}{r_f + r_p} \left(\int_0^{r_f - r_p} \eta_0 d\delta + \int_{r_f - r_p}^{r_f + r_p} \eta(\delta) d\delta \right) \quad (4.21)$$

$$(r_f = d_f/2, r_p = d_p/2)$$

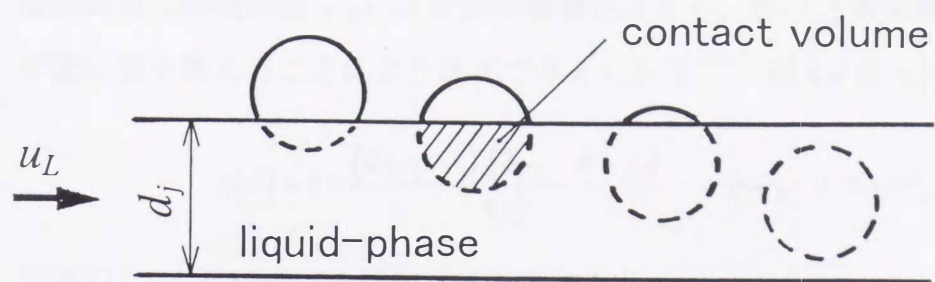


図 4.2 接触体積割合を考慮した分布モデル

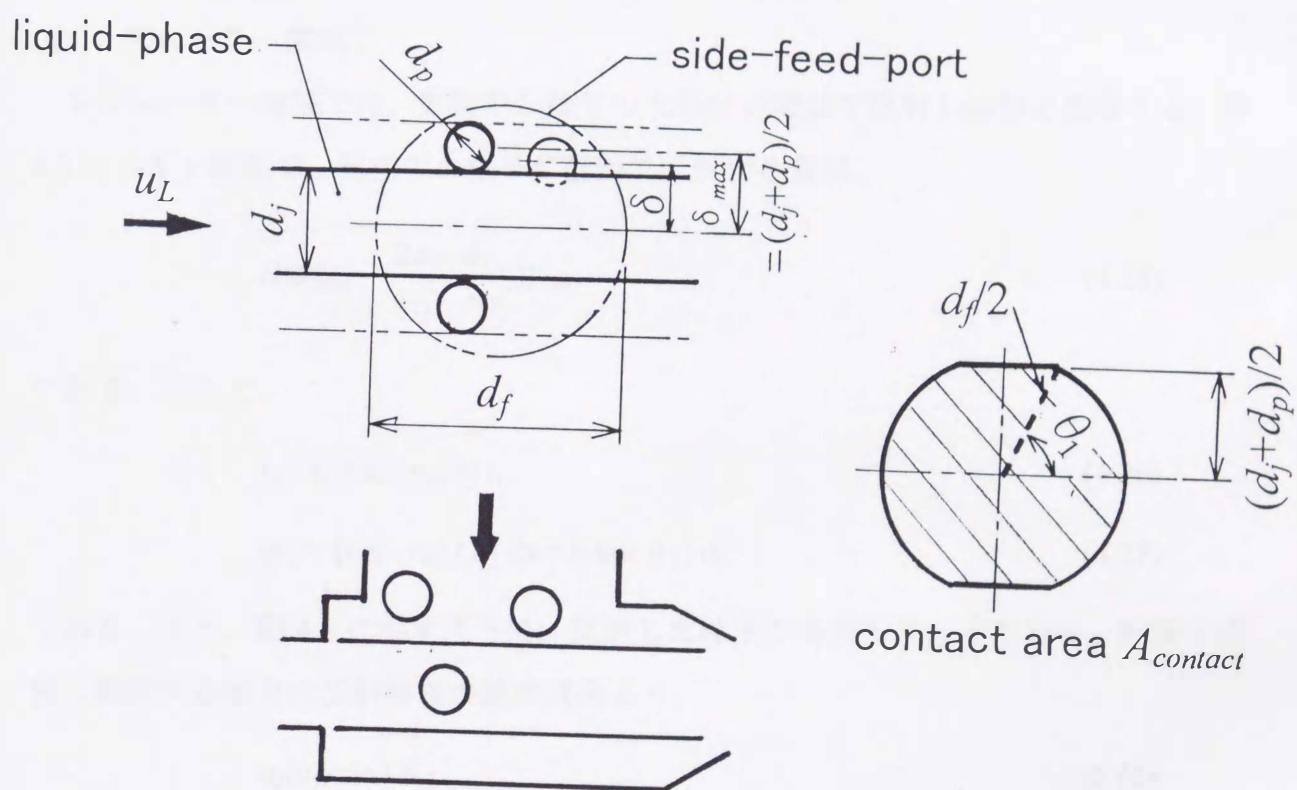


図 4.3 ミキシングスロットでの液相と粒子の接触範囲

接触部分の体積割合 $\eta(\delta)$ は計算の簡単化のため、粒子と液相表面の接触状態を球と平面に置き換えることにより次式で与えられる⁽²⁶⁾。図 4.4 に $\eta(\delta)$ の変化を示す。

$$\eta(\delta) = 1 - \frac{(\delta + r_p - r_j)^2 (2r_p - \delta + r_j)}{4r_p^3} \quad (r_j - r_p < \delta \leq r_j + r_p) \quad (4.22)$$

式(4.21), (4.22)から η_{eq} は次式で表される。

$$\eta_{eq} = r_j / (r_j + r_p) \quad (4.23)$$

気相中の粒子の質量流量は次式で与えられる。

$$W_{SGI} = W_S - W_{SLI} \quad (4.24)$$

(ii) レデュースー領域

レデュースー領域では、気相中の粒子の大部分が壁面で反射し液相と混合する。図 4.5 に示す x 断面で、気相中の粒子が壁面で反射する量は、

$$dW_{SGref} = \frac{2\pi r_x dr_x}{\pi r_i^2 - \pi r_j^2} W_{SGr} \quad (4.25)$$

である。ここで、

$$r_x = r_i - (r_i - r_m) x / l_r \quad (4.26)$$

$$dr_x = -[(r_i - r_m) / l_r] dx = (-\tan \theta_2) dx \quad (4.27)$$

である。また、図 4.6 に示すように、反射した粒子が半径方向、すなわち x 断面で液相に衝突する割合は反射前後の速度成分より、

$$u_2/u_1 = \sin 2\theta_2 \quad (4.28)$$

で与えられる。 x 断面で反射した粒子が半径方向に移動し、液相に接触する割合は、等価の体積割合を適用して、

$$\eta_{eq}(r_j + r_p) / r_x \quad (4.29)$$

で表される。したがって、この領域での粒子の液相への移動量は次式で与えられる。

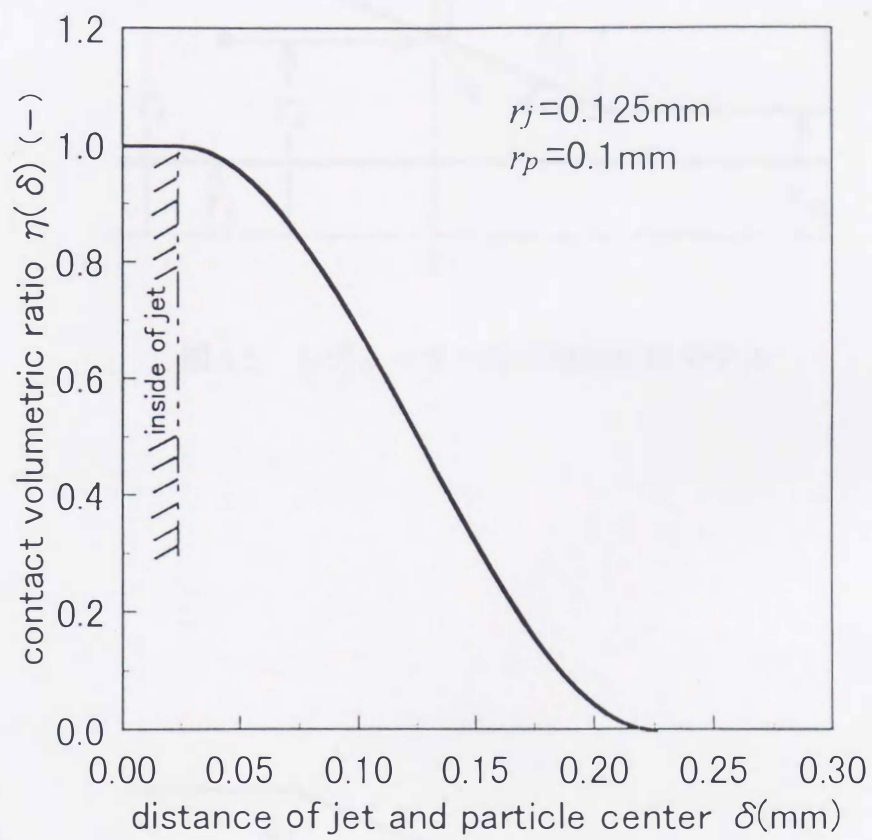


図 4.4 液相と粒子の接触部体積割合

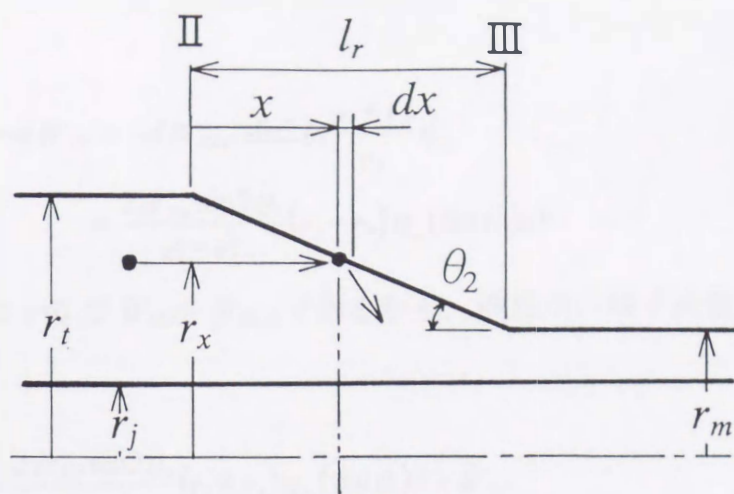


図 4.5 レデューサーでの壁面反射モデル

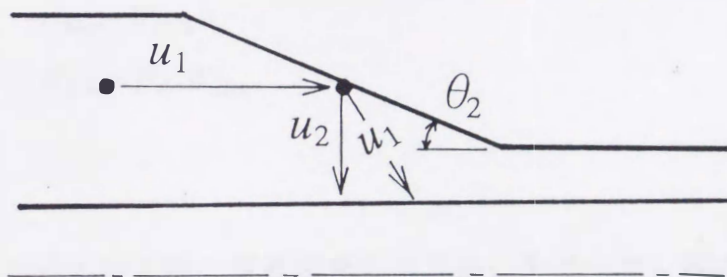


図 4.6 レデューサーでの壁面反射モデル

$$\begin{aligned}
dW_{SLr} &= -dW_{SGr} = -dW_{SGref} \sin 2\theta_2 \frac{r_i + r_p}{r_x} \eta_{eq} \\
&= \frac{2W_{SGr} \sin 2\theta_2}{r_i^2 - r_j^2} (r_i + r_p) \eta_{eq} (\tan \theta_2) dx
\end{aligned} \quad (4.30)$$

レデューサー入口 $x=0$ で $W_{SLr} = W_{SLII}$ であるから、液相中の粒子流量は式(4.30)を積分して、

$$W_{SLr} = \frac{2W_{SGr} \sin 2\theta_2}{r_i^2 - r_j^2} (r_i + r_p) \eta_{eq} (\tan \theta_2) x + W_{SLII} \quad (4.31)$$

で与えられる。気相中の粒子の質量流量は次式で表される。

$$W_{SGr} = W_S - W_{SLr} \quad (4.32)$$

(iii) ミキシングノズル領域

ミキシングノズル領域での液相中の粒子流量および気相中の粒子流量は、入口断面 III、すなわちレデューサー出口の混合割合が維持されるとして、

$$W_{SLm} = W_{SLIII} \quad (4.33)$$

$$W_{SGm} = W_S - W_{SLm} \quad (4.34)$$

で与えられる。

以上、各領域における粒子群の質量流量の取り扱いを述べた。図 4.7 に粒子群分布モデル (II) によるノズル軸方向の液相中の粒子流量 W_{SL} 変化を、液相流量 W_L に対して表した計算例を示す。図中には同時に第 2 章で述べた均質流モデルの考えによる粒子流量の変化も示されている。粒子群分布モデル (II) では、ミキシングスロート出口で完全混合となる均質流モデルとは異なり、レデューサー領域でのノズル形状変化および壁面衝突によって、徐々に進行する液相への粒子混合が考慮されているのが分かる。

このモデルでは粒子群と液相との接触割合を、粒子群が完全に液相と接触する場合の体積に換算した等価割合 η_{eq} として与えているが、長い時間での粒子群の変化を考えた場合、この仮定は平均的に実際の現象を表していることになる。

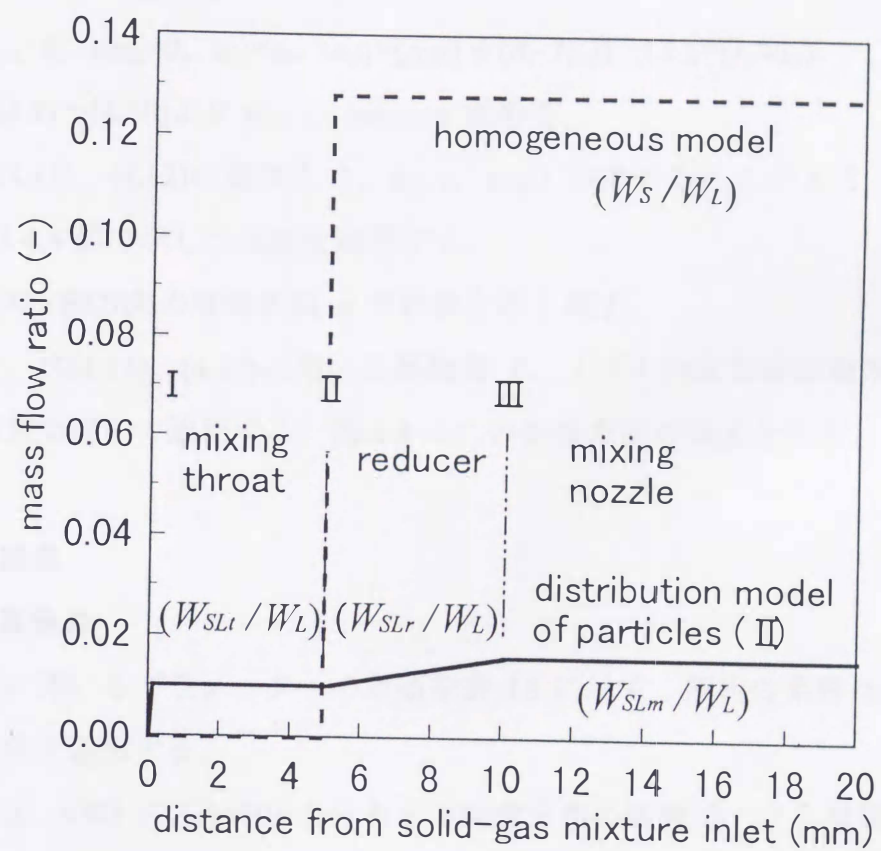


図 4.7 粒子群の液相流量に対する質量流量比

4.5 計算方法

粒子の運動を表す離散式(4.7)～(4.10)と液相、気相の連続の式(4.11)、および運動量方程式(4.12)から各相速度を求める手順を述べる。

[1] 各相速度の初期値を与える。

$$u_{SL1}=0, \quad u_{SG1}=0, \quad u_{L1}=u_n, \quad u_{G1}=Q_{G0}/[\psi(A_t-A_{L1})] \quad (A_{L1}=Q_L/u_{L1})$$

[2] 式(4.7)～(4.10)より u_{SLi+1} , u_{SGi+1} を求める。

[3] 式(4.11), (4.12)の連立より, u_{Li+1} , u_{Gi+1} を求める。このとき, W_{SL+1} , W_{SG+1} には4.4節で示した仮定を適用する。

[4] ノズル軸方向の有限区間 Δx で計算を繰り返す。

ここで、式(4.11), (4.12)に用いる運動量 P , ノズル内圧力 ψ は軸方向の実験データを近似式で表して適用する。図4.8にこの計算方法の概念を示す。

4.6 計算結果

4.6.1 計算条件

本解析に用いるパラメーターの数値を表4.1に示す。解析の条件は図3.29で示した実験条件を適用する。

図4.9は、AWJ ノズル内圧力分布と運動量分布の実験データを数値計算過程で適用するため、計測点間を近似式で補間した状態を示す。ここで、ノズル出口近傍での衝撃波による圧力上昇の考慮は、本計算では簡単のため、ノズル出口で瞬時に大気圧まで回復するとして計算を行う。

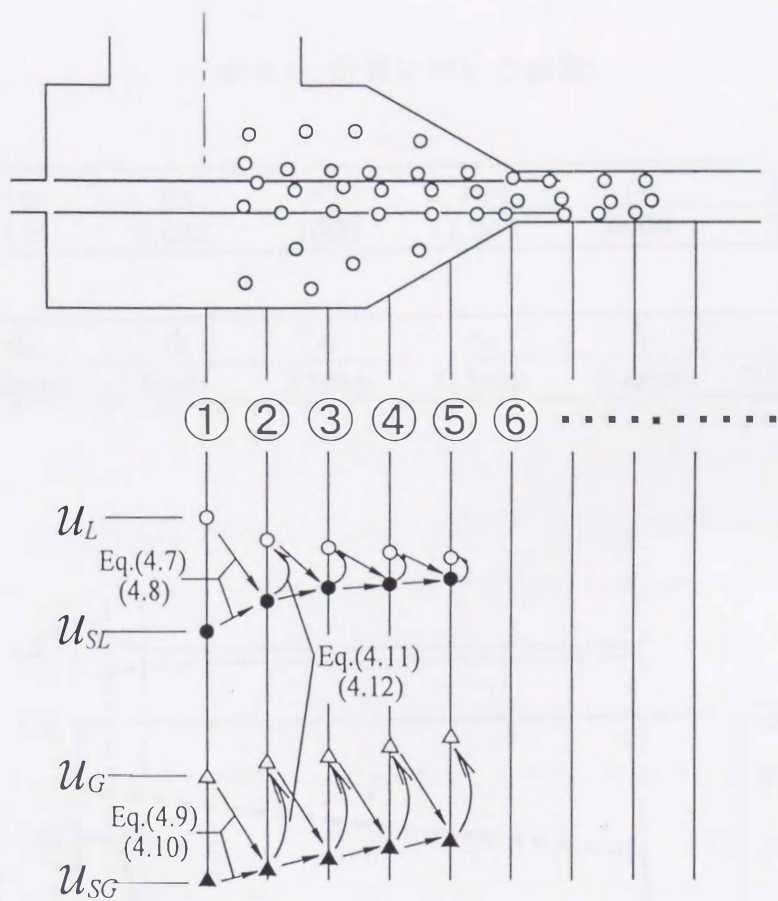


図 4.8 計算方法の概念

表 4.1 計算に用いる諸量

u_n	ϕ_{G0}	ϕ_S	ρ_L	ρ_{G0}	ρ_S	C_{DL}	C_{DG}
767m/s	5.9	0.032	1000	1.205	4000	0.44	0.44

d_j	d_p	d_f	r_t	r_m	l_r	θ_2	Δx
0.25mm	0.2mm	6mm	3.5mm	0.5mm	5.2mm	0.524rad	0.1mm

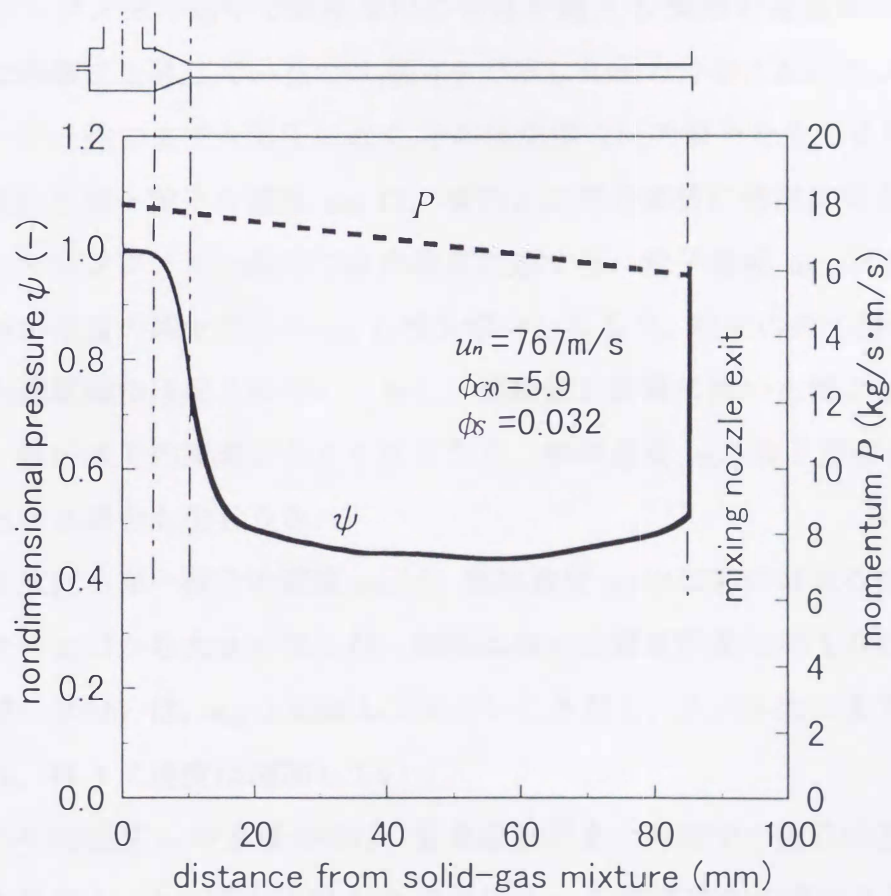


図 4.9 近似式で仮定したノズル内の圧力，運動量分布

4.6.2 粒子群分布モデル(I)

図 4.10 は粒子群分布モデル(I)の仮定による, AWJ ノズル内各領域における液相, 気相中の粒子群質量流量 W_{SL} , W_{SG} を表している. 図 4.11 はミキシングノズル入口までを拡大して表したものである. 液相, 気相中の質量流量は, ノズルの断面積変化が大きいレデューサー領域で大きく変化する. この領域で気相中の粒子が液相へ多く移動することを示している.

各相でこのような質量流量変化を伴う場合の, 粒子の加速特性を考慮した相速度分布の計算結果を図 4.12 に示す. 液相, 気相の軸方向速度分布は図 3.29 と比較すると, 固相の速度を断面平均速度として考えた場合の液相, 気相速度と同様の变化の傾向を示している. 液相はノズル出口まで直線的に減速し, その液相に加速される気相はミキシングノズル途中で気相単相の音速を超える. 気相の速度がレデューサー出口付近で急激に上昇しているのは, 図 4.9 で示した圧力分布においてノズル内圧力がレデューサー途中まで大気圧に近く, その後急激な圧力降下を生じるためである.

液相を流れる単一粒子の速度 u_{SL} は, 液相との混合直後に急激に加速し, 本計算条件ではミキシングノズル途中で液相速度に達する. 粒子速度 u_{SL} が液相速度に達した後は液相速度の減少のため u_{SL} も減少傾向となるが, 粒子の持つ慣性力のため, きわだった速度減少は起こらない. もし, 運動量が計算に用いた値よりも大きな値であれば, 液相速度の減速が小さくなるため, 液相速度 u_L は粒子速度 u_{SL} より大きいまま吐出する場合も生じうる.

気相中を流れる単一粒子の速度 u_{SG} は, 気相速度 u_G の加速の始まる位置と同じく, レデューサー出口から大きくなるが, 液相に対する質量流量比が 1/100 程度の気相による加速の度合いは, u_{SL} と比較して小さい. ただし, ノズル出口まで気相によって加速され, 徐々に速度は増加していく.

粒子群の平均速度 u_S の速度分布は, 質量流量が多い気相中の粒子の速度変化に大きく影響を受ける. その変化は図 3.29 で示した u_S の速度変化の傾向と異なり, 加速特性を考慮した本計算ではミキシングノズル内で粒子は加速を続ける. これは, 図 3.29 ではノズル軸方向の運動量の減少が粒子群速度 u_S の減速に直接影響していたのが, 図 4.12 では力のつり合いの考慮が粒子加速に大きく作用したことによる.

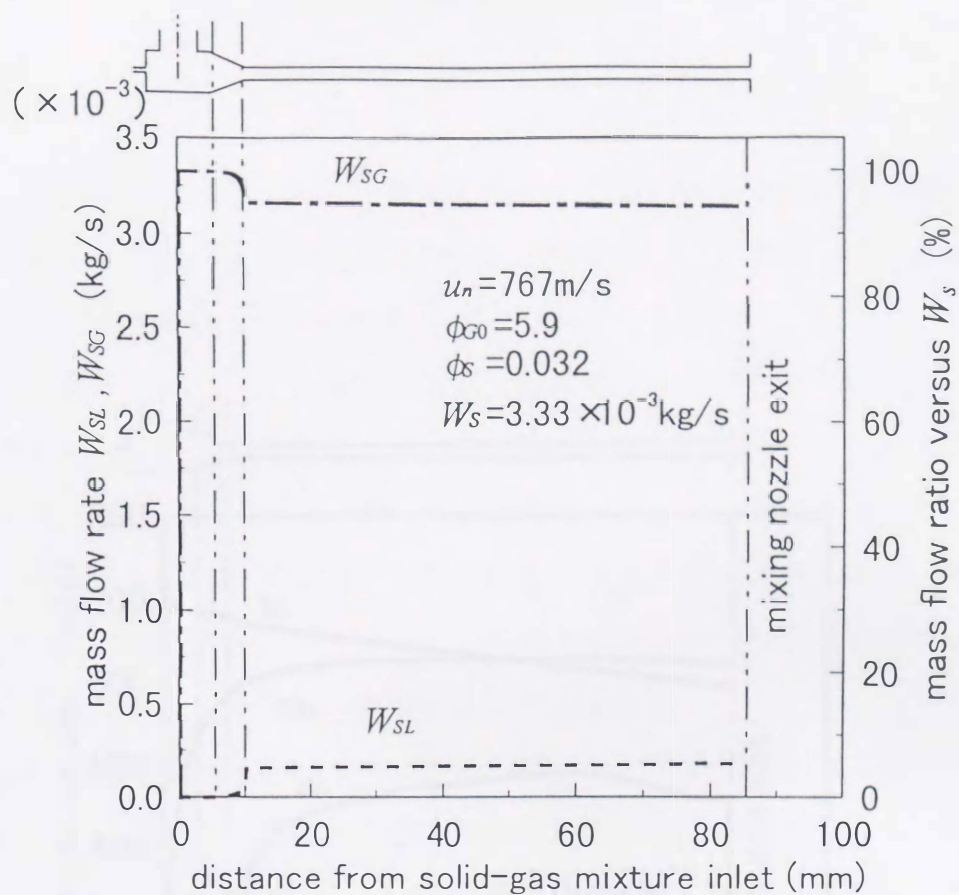


図 4.10 液相，気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (I))

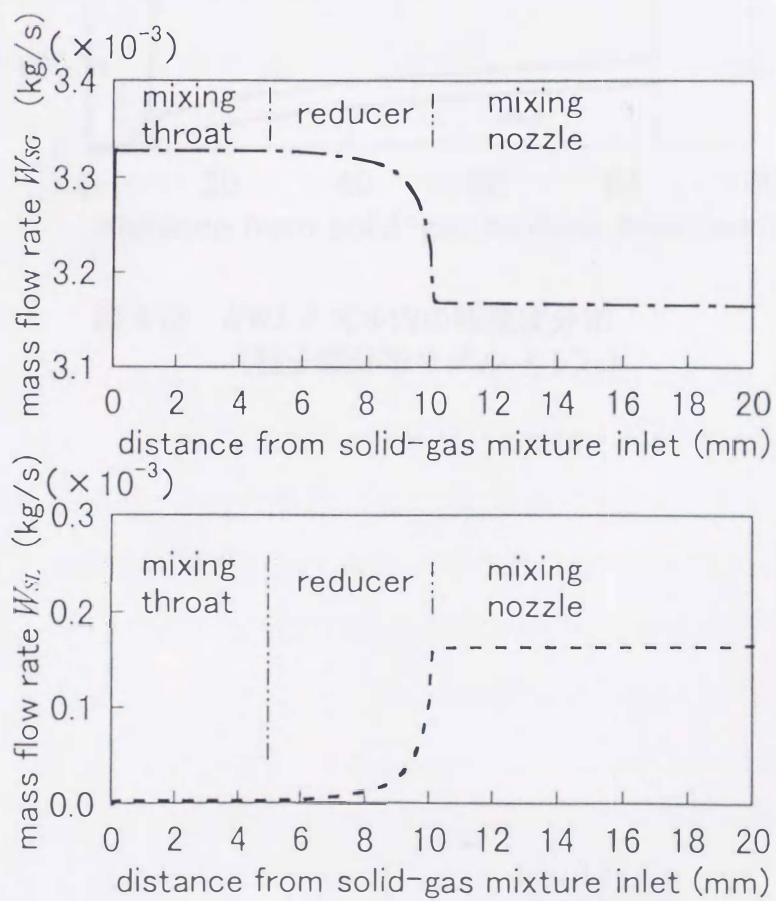


図 4.11 液相，気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (I))

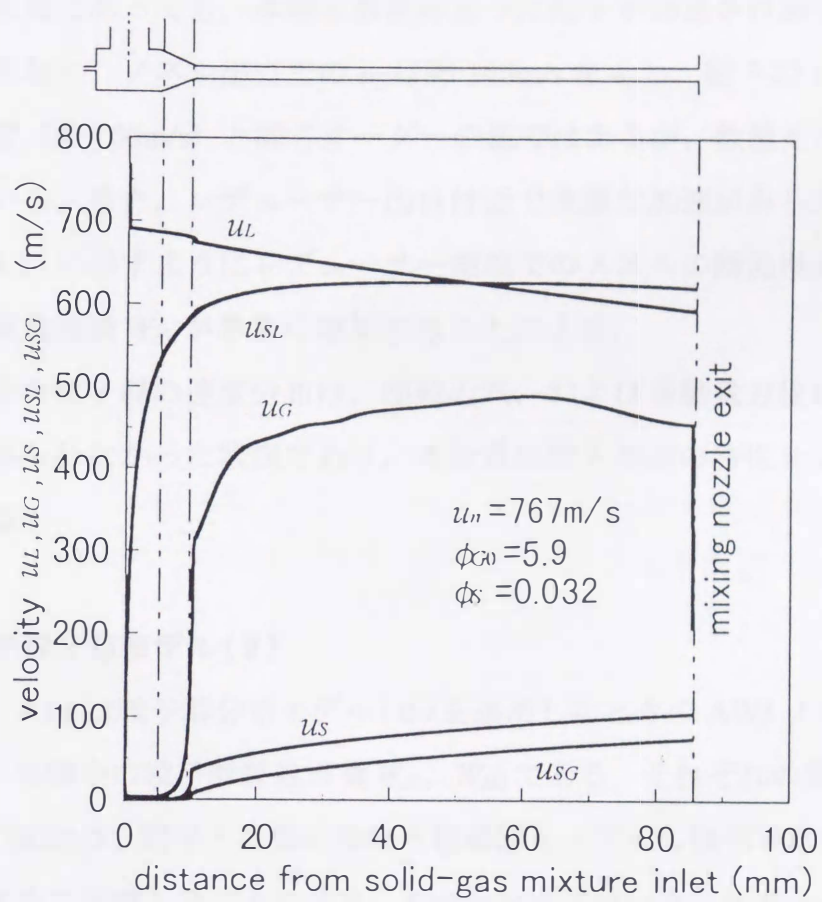


図 4.12 AWJ ノズル内の相速度分布
 (粒子群分布モデル (I))

ここで、全運動量に対する各相の運動量比は、ノズル出口の状態の実験結果で換算すると、液相：気相：固相 = 97% : 0.3% : 2.7%である。したがって、液相の運動量減少、すなわち速度減少が全運動量の減少に大きく影響する。よって、全運動量が減少する状態であっても、本解析結果のように粒子が加速され続けることに対して矛盾は来さない。ノズル出口での u_s は約 100m/s を示し、図 3.22 に示す実験から換算した速度（約 150m/s）と同じオーダーの値ではあるが、数値そのものは多少小さく現れている。また、レデューサー出口付近で急激な加速がみられるのは、図 4.10 および図 4.11 に示すようにレデューサー領域でのノズルの断面積変化による液相中の粒子の質量流量 W_{SL} が急激に増加することによる。

このような粒子群の速度分布は、連続の式、および運動量方程式のみで示した図 3.29 ではみられなかった状況であり、本計算が粒子加速の特性をよく表していることが分かる。

4.6.3 粒子群分布モデル(Ⅱ)

図 4.13, 4.14 は粒子群分布モデル(Ⅱ)を適用したときの AWJ ノズル内各領域における液相、気相中の粒子群質量流量 W_{SL} , W_{SG} である。それぞれの質量流量 W_{SL} , W_{SG} の軸方向の変化は、粒子と液相の接触可能範囲をノズルの幾何学的形状、および壁面の反射を含めて考慮したことにより、ミキシングスロート、レデューサー領域でモデル(Ⅰ)と比較して徐々に変化し、しかも大きな値となる。

図 4.15 に粒子群分布モデル(Ⅱ)で計算した相速度分布を示す。液相速度、気相速度、液相中の粒子速度および気相中の粒子速度は粒子群分布モデル(Ⅰ)の計算結果と同様の傾向を示す。これは運動量式中で、粒子群分布モデル(Ⅰ), (Ⅱ)の違いによる各相内の粒子の質量流量の変化が及ぼす影響が小さいためである。ただし、粒子群の平均速度 u_s については、各相中の質量流量が図 4.13 または図 4.14 のような変化を示すため、ミキシングスロート、レデューサー領域で大きな加速がみられる結果となっている。そのため、ノズル出口での u_s はモデル(Ⅰ)より大きくなり（約 130m/s）、モデル(Ⅰ)に比べより実際に近い値になる。またノズル内の各領域間での速度変化はより連続的となる。

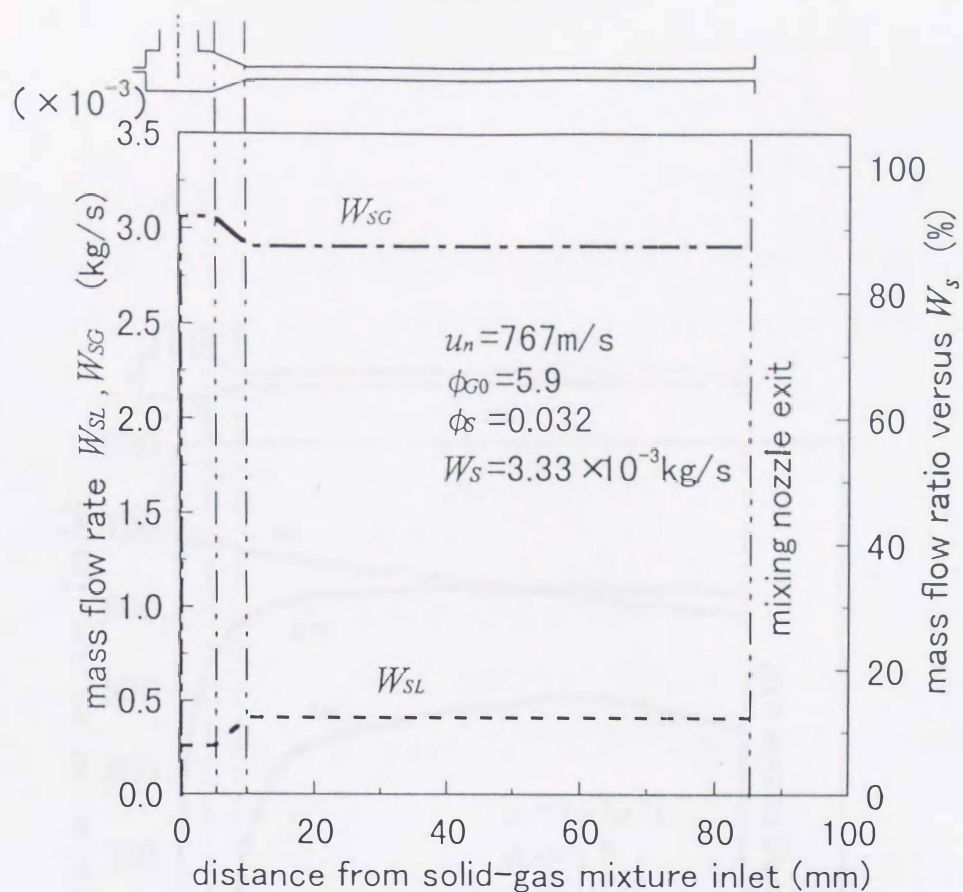


図 4.13 液相，気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (II))

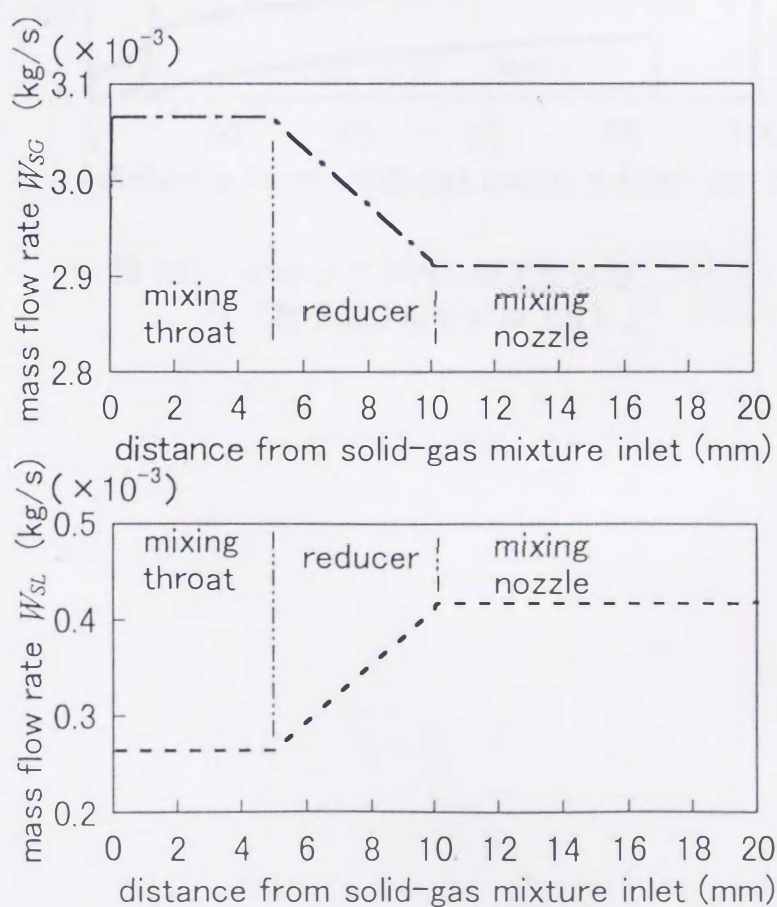


図 4.14 液相，気相中の粒子群質量流量
(粒子群分布モデル (II))

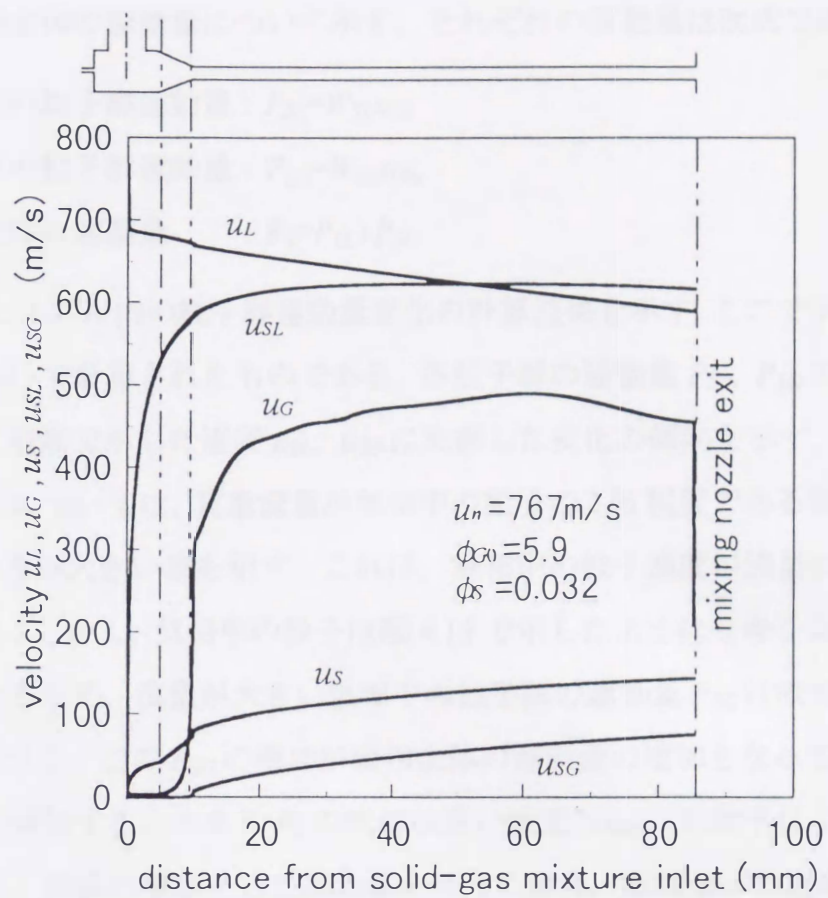


図 4.15 AWJ ノズル内の相速度分布
(粒子群分布モデル (II))

4.6.4 粒子群の運動量変化

次に、この計算によって得られる液相中の粒子、気相中の粒子および粒子群全体すなわち固相全体の運動量について示す。それぞれの運動量は次式で表される。

$$\text{液相中の粒子群運動量} : P_{SL} = W_{SL} u_{SL} \quad (4.35)$$

$$\text{気相中の粒子群運動量} : P_{SG} = W_{SG} u_{SG} \quad (4.36)$$

$$\text{固相全体の運動量} : P_S = P_{SL} + P_{SG} \quad (4.37)$$

図 4.16 にノズル内の粒子群運動量変化の計算結果を示す。ここで示す値は粒子群分布モデル(II)で計算されたものである。各粒子群の運動量 P_{SL} , P_{SG} の流れ方向に対する変化は、前節で示した速度 u_{SL} , u_{SG} に比例した変化の傾向を示す。それぞれの運動量の大きさについては、質量流量が気相中の粒子の 1/6 程度である液相中の粒子の運動量 P_{SL} の方が大きい値を示す。これは、液相中の粒子速度が流量の差以上に大きいことによる。しかし、気相中の粒子は図 4.15 で示したようにミキシングノズル内で加速され続けるため、流量が大きい気相中の粒子群の運動量 P_{SG} は液相中の粒子の運動量 P_{SL} に近づく。この P_{SG} の増加が固相全体の運動量の増加となってあらわれ、 P_S は流れ方向に増加する。つまり P_S の増加は遅い速度 (u_{SG}) の粒子によるものである。したがって、切断の指標として運動量を考えた場合、固相全体の運動量 P_S より、大きな速度 (u_{SL}) をもつ液相中の粒子の運動量 P_{SL} が適していると推定される。

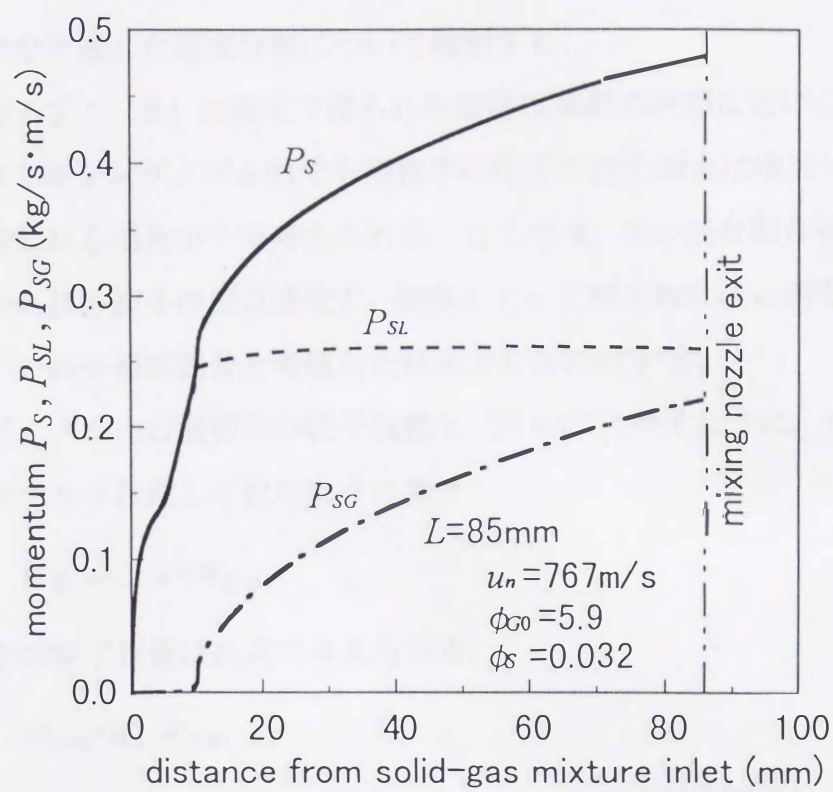


図 4.16 AWJ ノズル内の粒子運動量分布
(粒子群分布モデル (II))

4.7 ミキシングノズルでの混合に関する検討—粒子群分布モデル（Ⅱ）の拡張

前節までの計算において、粒子群分布モデル（Ⅱ）で得られるノズル内の速度分布が実際の状態に近い値を示すことが分かった。しかし、このモデルではミキシングノズル領域での液相中および気相中の粒子流量は、レデューサー出口の混合割合が維持されるとした。本節では、このモデルをさらに拡張し、ミキシングノズル領域での粒子の混合割合を考慮した速度分布について検討する。

粒子群分布モデル（Ⅱ）の仮定で得られた速度は実際の状態に近いことが示されたが、実際にはミキシングノズル内でも液相中の粒子の混合割合は増加し、各相の運動量の交換が行われる場合が十分考えられる。ここでは、その混合割合を考慮した数値計算から求められる粒子の出口速度と、実験によって得られた出口速度が等しくなるときの液相中の粒子増加割合を考慮した修正方法を検討する。

ミキシングノズル内の液相中の粒子流量を、図 4.17 に示すように、ノズル出口まで直線的に増加すると仮定して次のように表す。

$$W_{SLm} = C_m \cdot x + W_{SLIII} \quad (4.38)$$

また、気相中の粒子流量は次式で与えられる。

$$W_{SGm} = W_S - W_{SLm} \quad (4.39)$$

ここで、 C_m (kg/s/m) は粒子の液相中の混合割合を示す係数である。式(4.38)、(4.39)を式(4.33)、(4.34)の代わりに用いて相速度分布を求め、粒子の出口速度の計算結果が実験結果と等しくなるときの C_m を求めることにより、ミキシングノズル内の混合割合が得られる。

本解析において、表 4.2 に示す現状確認されているデータでは、実験から得られたノズル出口速度（図 3.27）と前節で示した粒子群分布モデル（Ⅱ）による出口速度（図 4.15）がかなり近い値であるため、実際には $C_m \cong 0$ となっている。しかし、さらに広い範囲で特性を調べる際には、粒子群分布モデル（Ⅲ）は定量的にも実際に近い現象を示すモデルであると考えられる。

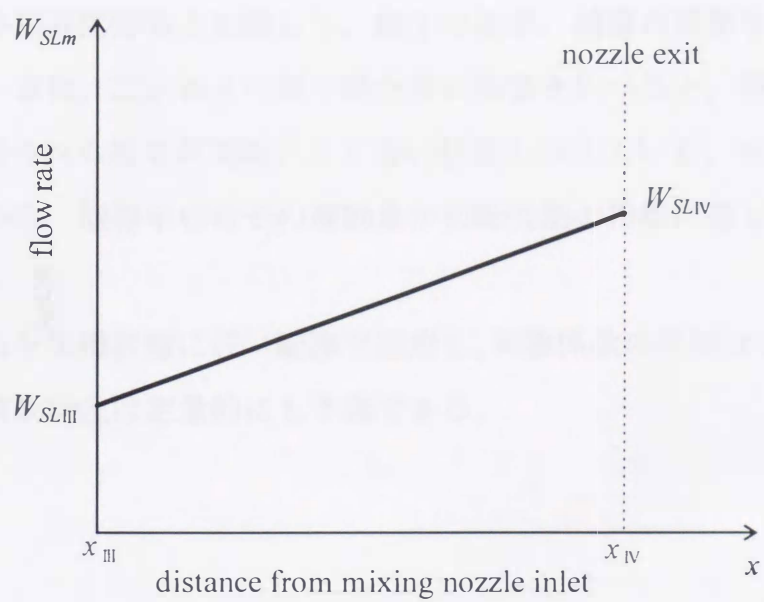


図 4.17 ミキシングノズル内の液相中の粒子流量

表 4.2 粒子のノズル出口平均速度

	$u_{se}(\text{m/s})$	$(u_n(\text{m/s}))$	$u_{se}(\text{m/s})$	$(u_n(\text{m/s}))$	$u_{se}(\text{m/s})$	$(u_n(\text{m/s}))$
experimental	149	(769)	110	(619)	71	(427)
distribution model of solid(II)	144	(767)	111	(619)	77	(449)

4.8 本章の結論

粒子の加速特性を考慮した本解析では、第3章での連続の式と運動量方程式のみで得られた各相速度分布と比較して、粒子の加速、減速の現象をよく表していることが分かる。また、二とおりの粒子群分布の仮定を比べると、特に粒子群分布モデル(Ⅱ)で得られる結果が実験により近い状態を示している。また、粒子群運動量変化の計算から、液相中の粒子の運動量が切断性能の指標に適していることが分かる。

本解析手法を実機状態に近い範囲で適用し、実験係数の詳細なデータを用いれば、ノズル内の流動状況は定量的にも予測できる。

第5章 最適ノズル設計のための検討

5.1 AWJ ノズル内流動状況

本章では現在採用されている AWJ の作動条件の妥当性を、この研究の手法を用いて検討してみる。これまで調べてきたように、一次元運動量理論を適用した解析と実験結果との評価から、AWJ ノズル内の流動状況を把握することができた。流れ方向について明らかになった現象をまとめると次のようになる。

- (1) ミキシングスロートで気相と固相が液相と混合し始めるが、実質的な混合はわずかである。
- (2) レデューサー、ミキシングノズル入口で気相、固相は最高値に近い値まで加速される。そのときノズル内部には急激な圧力降下を伴う。
- (3) ミキシングノズル内で気相はさらに加速され、水噴射速度が大きい場合 ($u_n > 500\text{m/s}$) では、気相単相の音速を超える。全体としての固相は加速され続けるかまたは減速するか現状では明確とはいえないが、レデューサーおよびミキシングノズル入口で加速された値に近い速度を保っている。
- (4) ノズル出口近傍で、急激な圧力回復が生じる。 $u_n > 500\text{m/s}$ では衝撃波に類似の現象が発生する。
- (5) 固気液三相流それぞれの出口速度については、各相の速度は均一にはなっていない。すなわち、液相はウォーターノズル噴射直後の速度に比べて減少はするが、出口では噴射直後の速度に近い高速を保って噴射される。気相は大気圧下での速度まで減少し、音速以下で吐出する。固相ははじめに加速された値にほぼ近い速度で噴射される。その出口速度は液相の出口速度の約 30%である。

5.2 粒子の噴出速度と最適ノズル設計

切断に大きく影響するパラメーターとしては、粒子の材質、粒子流量、粒子形状、粒子の大きさなどいくつかあるが、最も大きく寄与するのは従来の報告でも示されているように粒子の噴出速度である。この粒子速度を、設定された AWJ 作動条件において求める。

本解析手法を用いて流動状況を予測するために必要な入力条件は、水（液相）、空気（気相）、粒子（固相）それぞれの流入量である。運動量式、エネルギー式から圧力、相速度分布を求めるには、さらにノズル内の各相のスリップ比および摩擦係数が必要である。また、粒子の加速特性を考慮した運動方程式では圧力、運動量分布が必要となる。それらはこれまでの実験から実測された数値または逆解析値として得られ、実験条件に近い範囲で適用する際には、仮定として与えても流動の予測が大きく異なることはない筈である。

ノズルの設計において、粒子の加速に適した条件を見出すため、本解析手法から得られるのは、

- (1) ミキシングノズルの長さの影響
- (2) レデューサー、ミキシングノズル入口での粒子の加速過程
- (3) 与えられたノズル形状で粒子の速度、運動量を最大とする条件

についての感度解析結果である。

(1) ミキシングノズルの長さの影響

第4章で示したノズル内の相速度分布解析モデルで各相速度のミキシングノズルの長さによる影響を予測する。このモデルを用いる場合、ノズル内の圧力分布および運動量分布の実測値が必要である。圧力分布に関して現状ではそのデータが得られていないため、図3.12で示した気液二相流の場合のノズル長さの変化の傾向を固気液三相流に想定して、図3.14の $L=85\text{mm}$ における $u_n=767\text{m/s}$ の実験値をもとに図5.1のような $L=55\text{mm}$ と $L=125\text{mm}$ のノズル内圧力分布を仮定する。また、運動量分布には、図3.28で示した値を用いる。以上のデータを使い計算した相速度分布を図5.2、図5.3に示す。粒子群の平均速度 u_s はノズルの長さに比例して大きくなる。しかし、実際の切断に作用する粒子速度は、4.6.4節でも述べたように、液相によって加速される u_{SL} の速度を持つ粒子である可能性が高い。したがって、切断性能の点から評価するには、液相中、気相中の粒子を合わせた全体の平均速度 u_s より、高い速度をもつ u_{SL} が重要な意味を持つ。したがって、切断に対する最適ノズルを設計するには、 u_{SL} の変化をその指標とすることが考えられる。

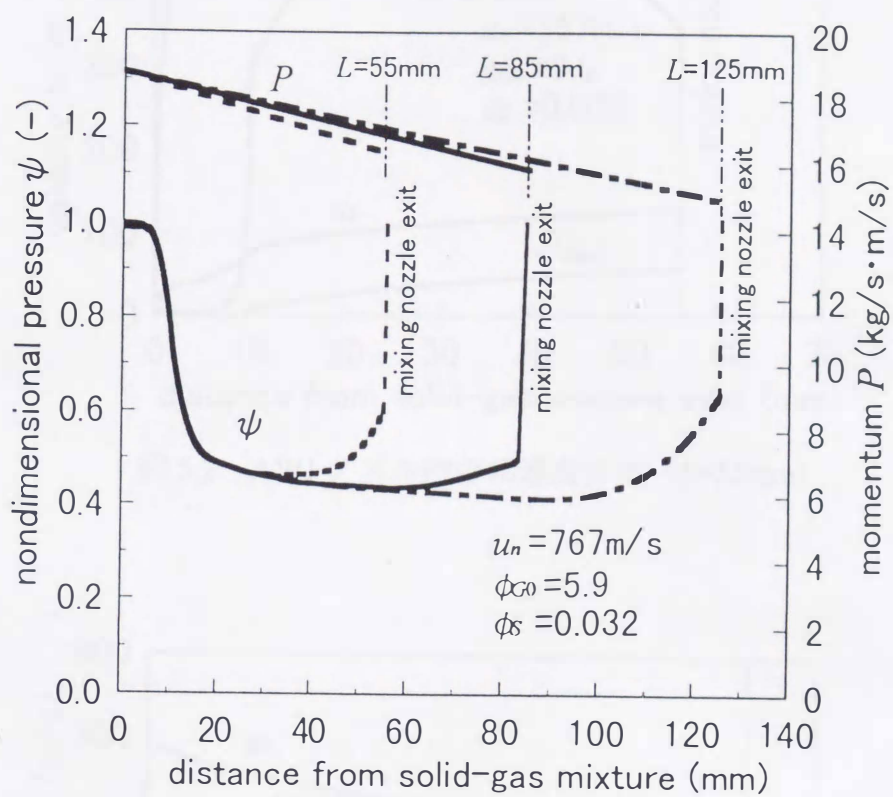


図 5.1 近似式で仮定したノズル内の圧力，運動量分布

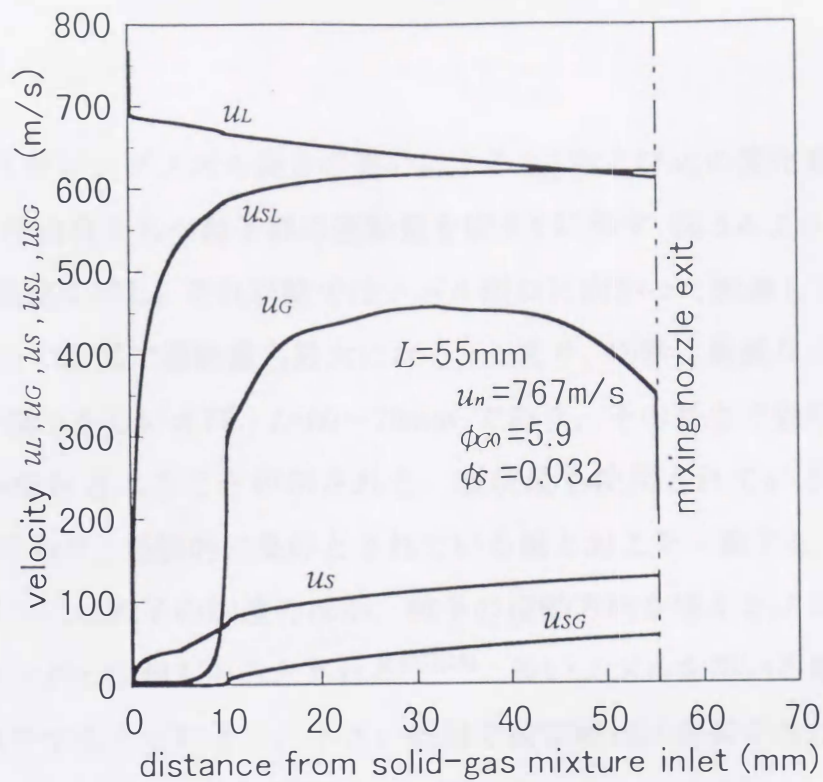


図 5.2 AWJ ノズル内の相速度分布 ($L=55\text{mm}$)

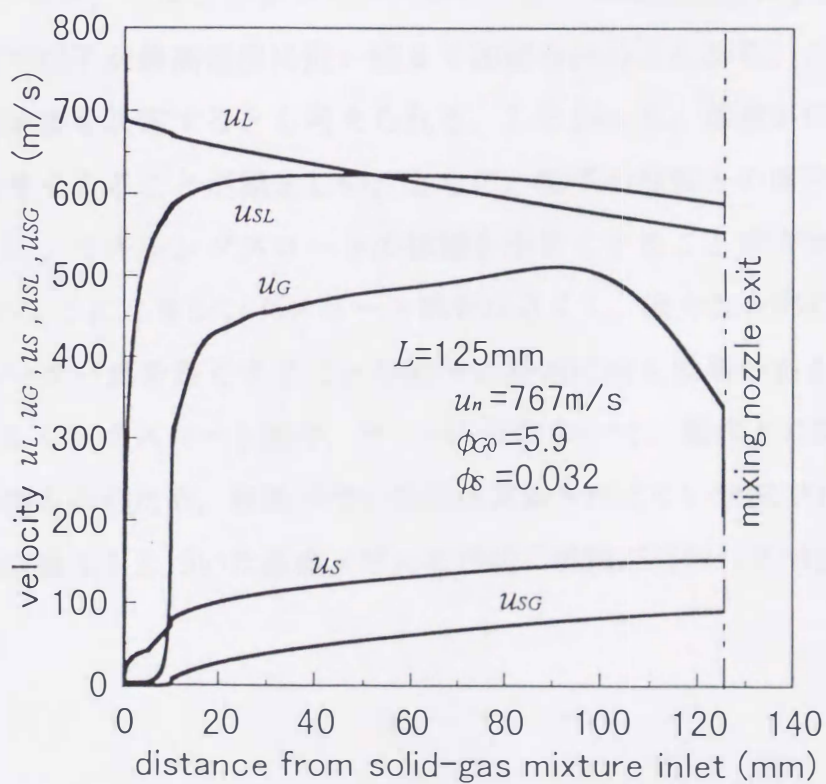


図 5.3 AWJ ノズル内の相速度分布 ($L=125\text{mm}$)

図 5.4 はミキシングノズル長さの違いによる u_{SL} および u_S の変化を表している。さらに、 u_{SL} の速度をもつ粒子群の運動量を図 5.5 に示す。図 5.4 より、 $L=60-70\text{mm}$ で u_{SL} は最高値に達し、それ以降ではノズル出口に向かって減速していく。また、図 5.5 よりこの位置で運動量も最大になる。つまり、切断に最適なノズル長さは、粒子速度の観点からいえば、 $L=60-70\text{mm}$ であり、その長さで効率の良い加速により粒子が噴射されることが示される。現状最も使用されているノズル長さが $L=81.2\text{mm}$ であり、経験的に良好とされている値とおよそ一致する。一方で、ミキシングノズルには粒子の加速のほか、粒子の運動方向を揃えるノズル軸中心へのフォーカシングの役割もあるとされる⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾。長いノズルを用いる場合、噴射される粒子が集中することにより、小さい範囲で被切断物に衝突するため、少ない切断しろが要求される精密切断に適している。このように用途によって異なる最適基準も考慮して、切断性能を評価する必要がある。

(2) レデューサー、ミキシングノズル入口での粒子の加速過程の改善

この部分で粒子が最高速度に近い値まで加速されることから、ここでの加速が粒子の噴出速度を決定するとも考えられる。したがって、加速が行われるレデューサー部を長くすることが望ましい。さらに、粒子の液相との衝突確率を大きくするためには、ミキシングスロートの体積を小さくすることが有効である。よって、図 5.6 のようにミキシングスロート部を小さくし、極力混合部の体積を小さくしてレデューサー部を長くすることが粒子の加速に最も効果があると考えられる。従来は、ミキシングスロート径や、テーパ部において、製作上の加工条件を優先していた事情もあるため、根拠がない改良は実施されにくい状況であった。しかしこれからは理論にもとづいた最適ノズルの形状の検討が行われるべきである。

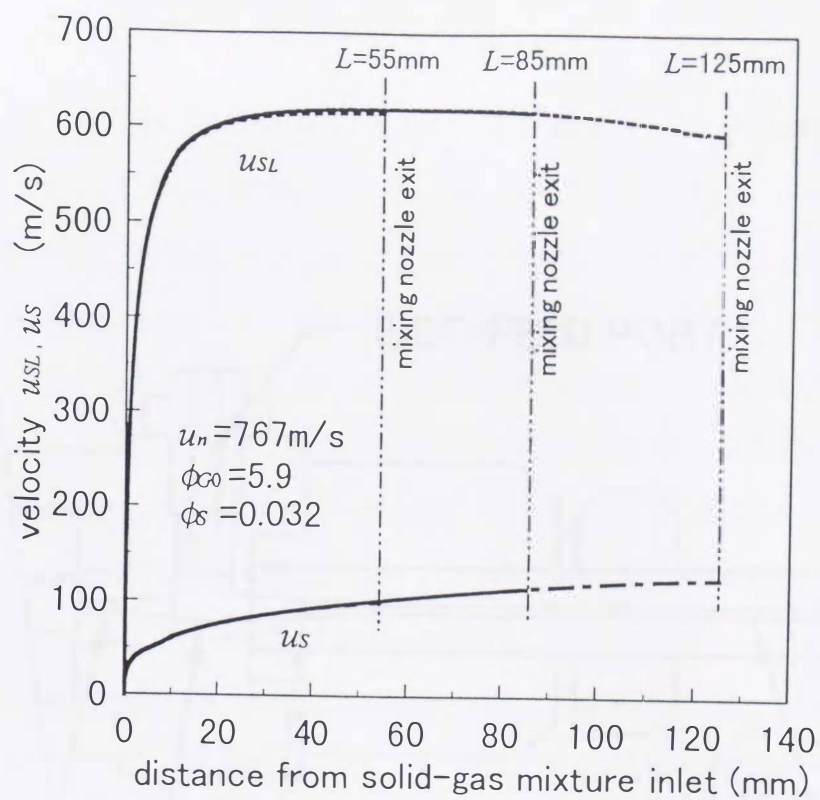


図 5.4 AWJ ノズル内の粒子速度分布

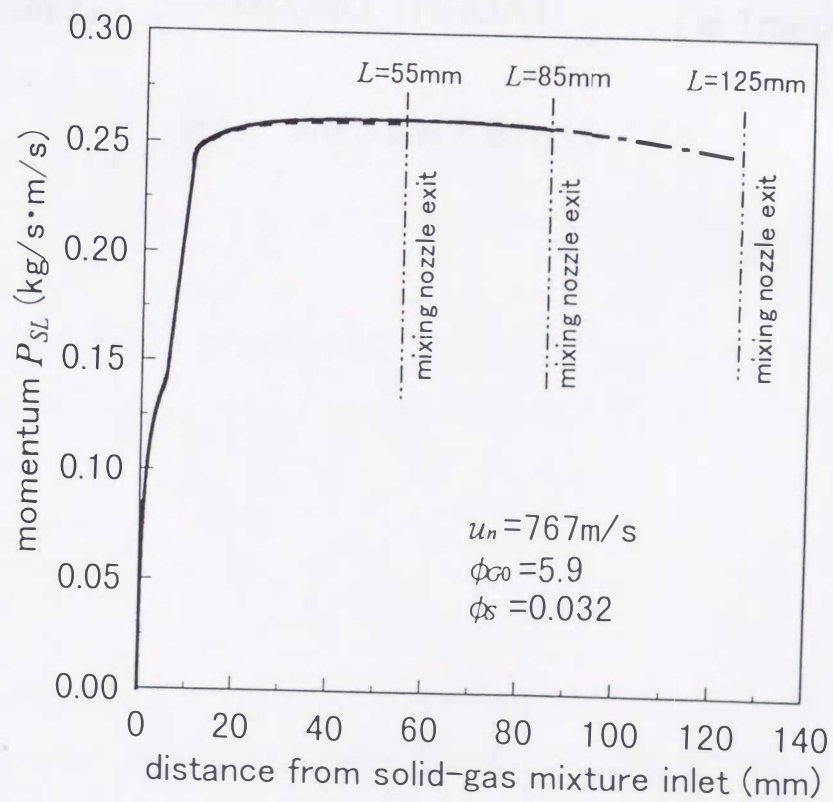


図 5.5 AWJ ノズル内の液相中の粒子運動量分布

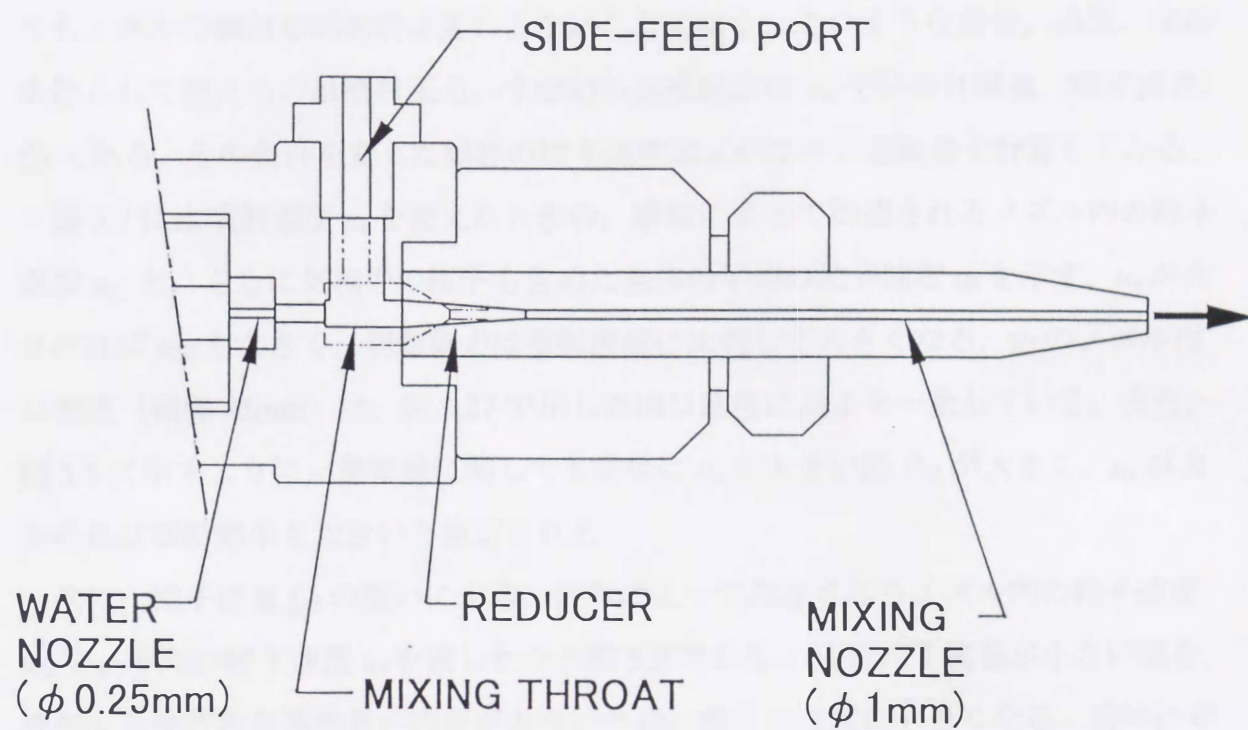


図 5.6 加速が良好と思われるノズル

(3) 与えられたノズル形状で粒子の速度、運動量を最大とする条件

実際の AWJ ノズルの使用状況では、同じ使用分野内では、一つの決まったノズルを数種類の異なる被切断物に対して用いている。したがって、切断対象が変わってもノズルの幾何学的形状は変わらないことになる。このような場合、通常、切断条件として変えるのは噴射圧力、すなわち水噴射速度 u_n や研磨材流量（粒子流量） Q_s である。その条件を変えた場合の粒子速度および粒子の運動量を計算してみる。

図 5.7 に水噴射速度 u_n を変えたときの、液相によって加速されるノズル内の粒子速度 u_{SL} と、さらに気相中の粒子も含めた全体の平均の粒子速度 u_s を示す。 u_n が大きければ u_{SL} も大きく、切断能力は噴射速度に比例して大きくなる。 u_s のノズル出口速度（横軸 85mm）は、図 3.27 で示した出口速度におよそ一致している。また、図 5.8 に示すように、運動量に関しても同様に u_n が大きい程 P_{SL} が大きく、 u_n が大きければ切断効果も大きいと推定される。

次に、粒子流量 Q_s の違いによる、液相によって加速されるノズル内の粒子速度 u_{SL} と、平均の粒子速度 u_s を表したのが図 5.9 である。 u_{SL} は粒子流量が小さい場合、液相から受け取る運動量の割合が大きいため、粒子の速度は大きくなる。同時に平均の速度 u_s もわずかではあるが大きくなる。一方、運動量については図 5.10 に表されるように、粒子流量が小さい場合、質量の減少の影響により P_{SL} は小さい値を示す。したがって、粒子流量の変化による切断性能への影響は、粒子の速度と運動量がそれぞれ相反する作用となって現れている。

この場合の切断性能の評価を第 1 章で述べた Finnie⁽²⁾ の壊食量と衝突エネルギーの関係式(1.1)で検討してみる。この関係式を u_{SL} と P_{SL} を用いて書き換えると次式となる。

$$\frac{W_c}{t} \propto \frac{1}{\gamma} u_{SL} P_{SL} \frac{1}{\rho_s} g(\alpha) \quad (5.1)$$

つまり、単位時間あたりの壊食量は粒子の速度と運動量の積で表される。今、図 5.9 および図 5.10 において、粒子流量の増加による液相中を流れる粒子の出口速度 u_{SLe} の減少割合が約 5% であるのに対して、出口の運動量 P_{SLe} の増加は約 90% である。

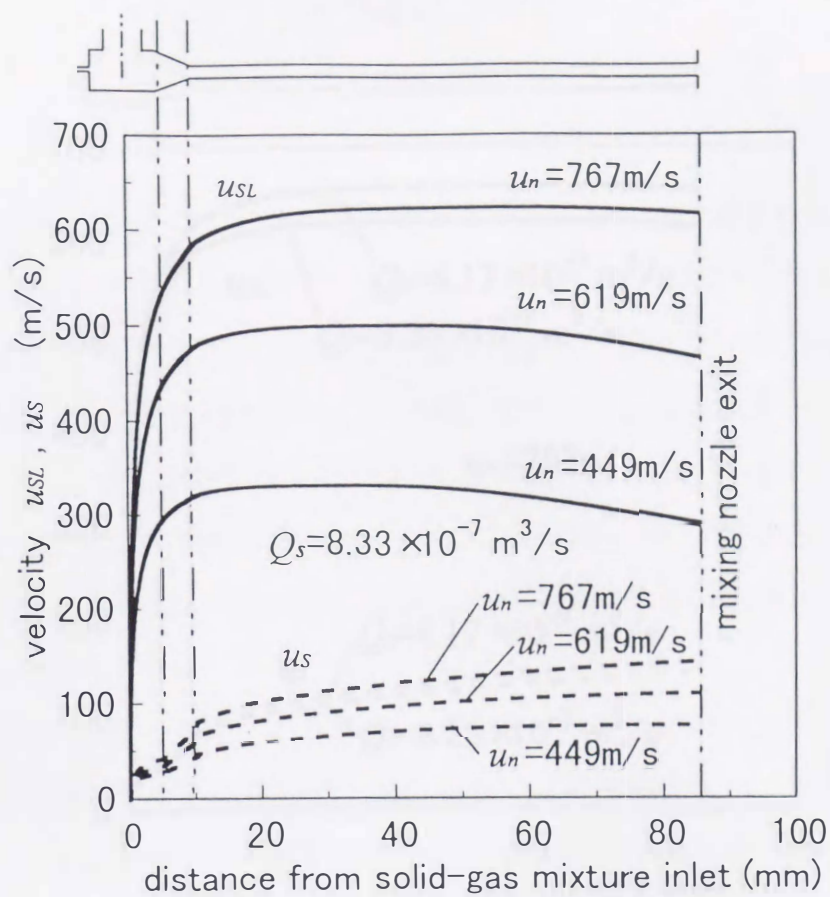


図 5.7 水噴射速度変化による粒子速度分布

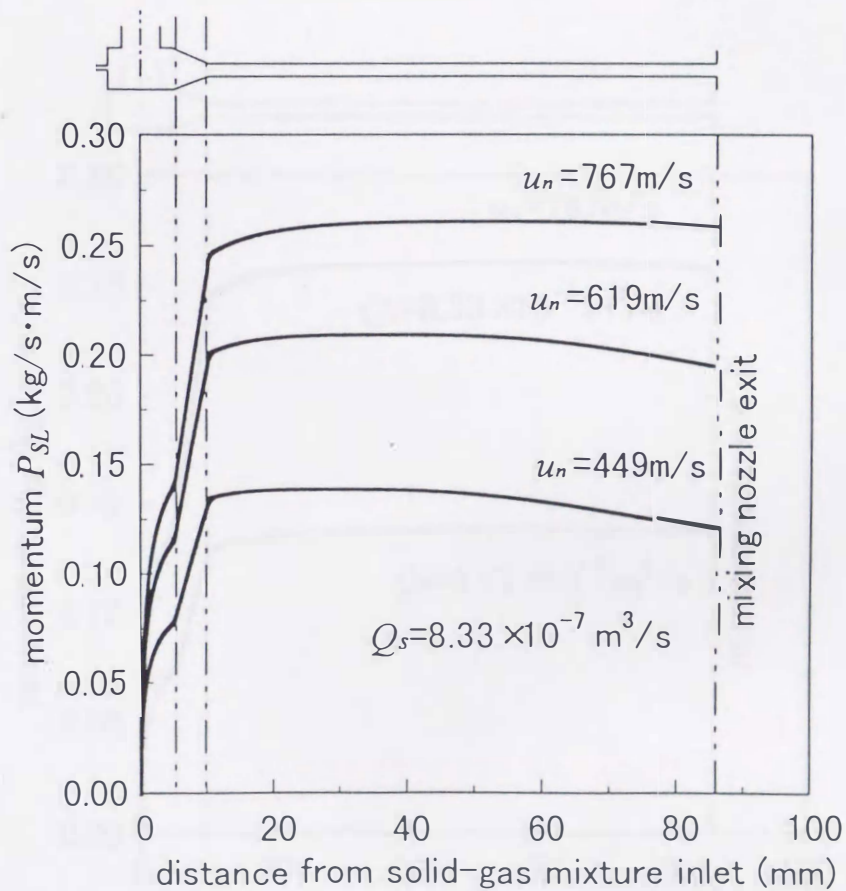


図 5.8 水噴射速度変化による液相中の粒子運動量分布

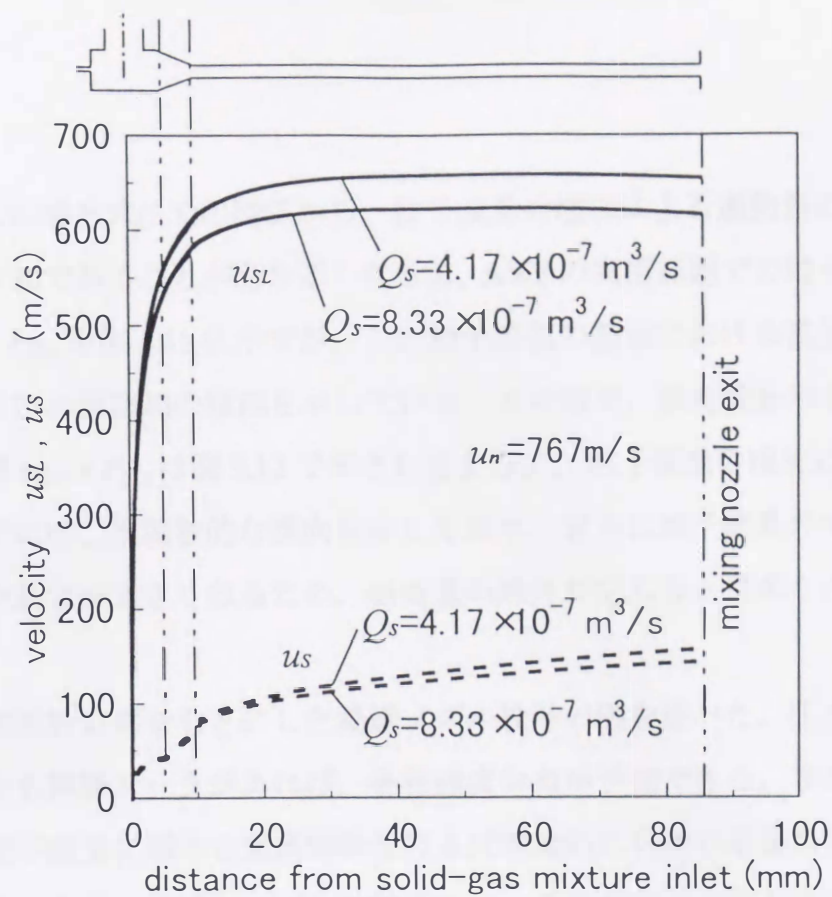


図 5.9 粒子流量変化による粒子速度分布

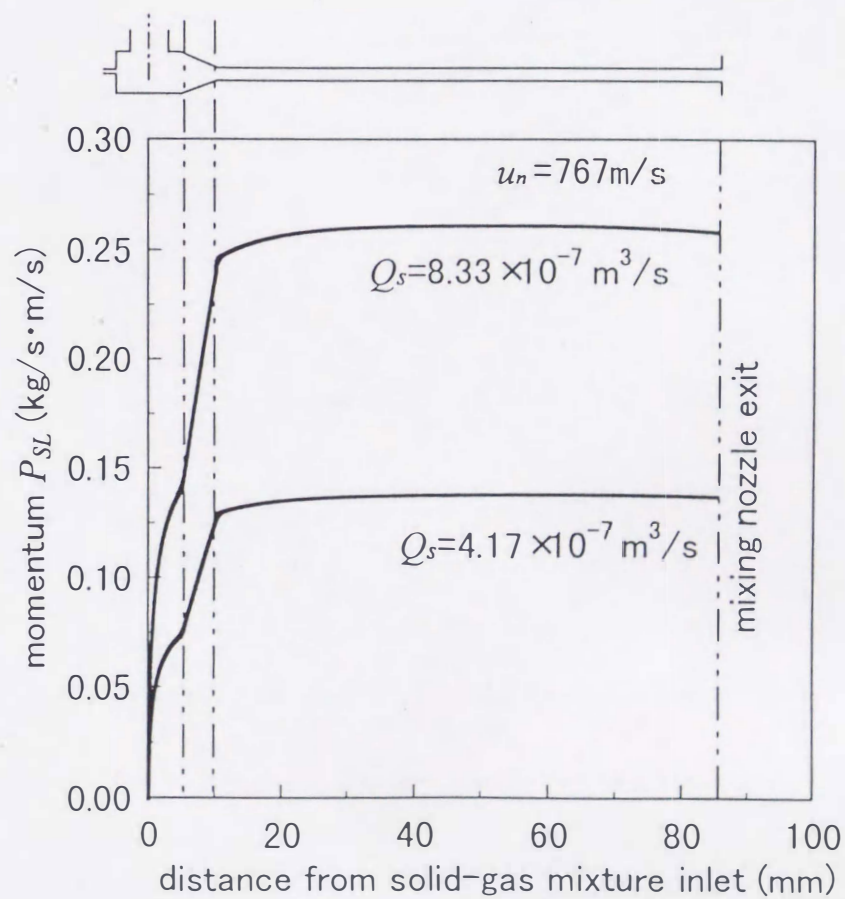


図 5.10 粒子流量変化による液相中の粒子運動量分布

よって、この場合式(5.1)の関係から、粒子流量の増加による運動量の増加が壊食量に対して有効であることが分かる。さらに、AWJの実用範囲での粒子流量に対する u_{SLe} および P_{SLe} を図5.11に示すが、この粒子流量の範囲における変化はそれぞれ単調減少および単調増加の傾向を示している。その結果、壊食量を示す粒子の速度と運動量の積 $u_{SLe} \times P_{SLe}$ は図5.12で示されるように、粒子流量の増加に伴い大きくなる。この変化は二次関数的な傾向を示しており、さらに粒子流量の大きい範囲では速度の減少割合が大きくなるため、壊食量の限界が生じると推測される。

以上、本解析結果をもとにした最適ノズル設計の例を述べた。圧力、運動量分布の基準となる実験データがあれば、各相速度分布が予測できる。また、本解析手法を用いて粒子流量に関する感度解析を行えば理論的に切断の最適条件を見い出すことができる。今後、実際にノズルを試作して、その検証が必要とされる。

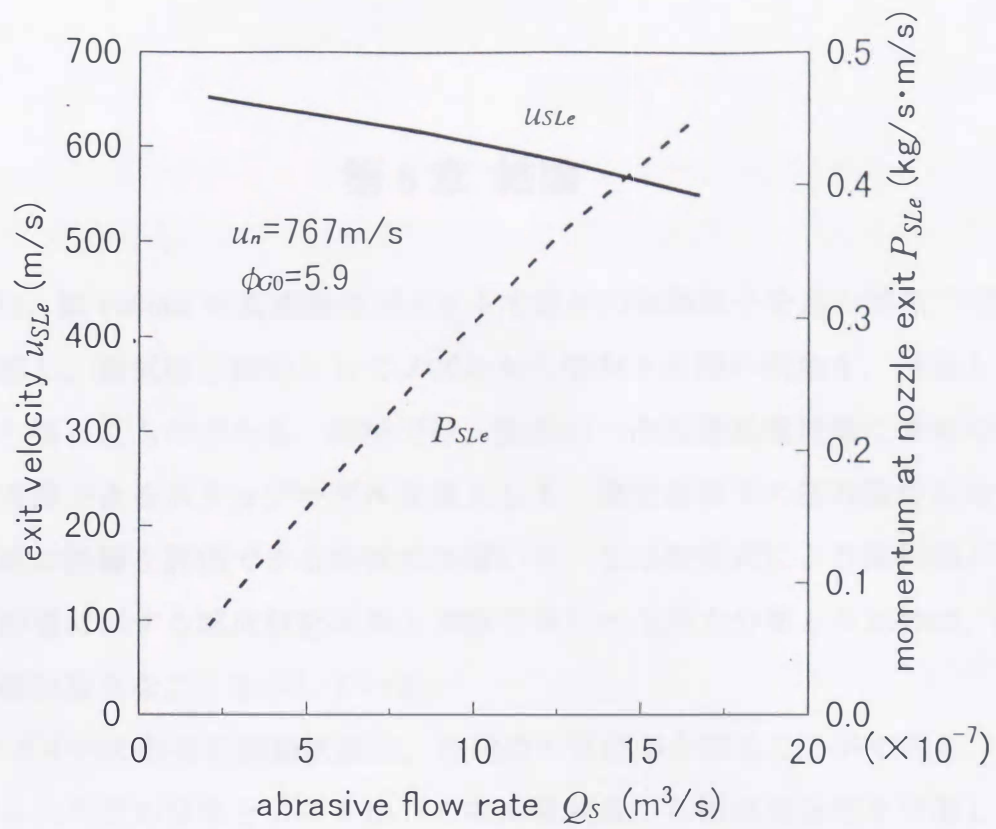


図 5.11 粒子流量変化による液相中の粒子速度および運動量分布

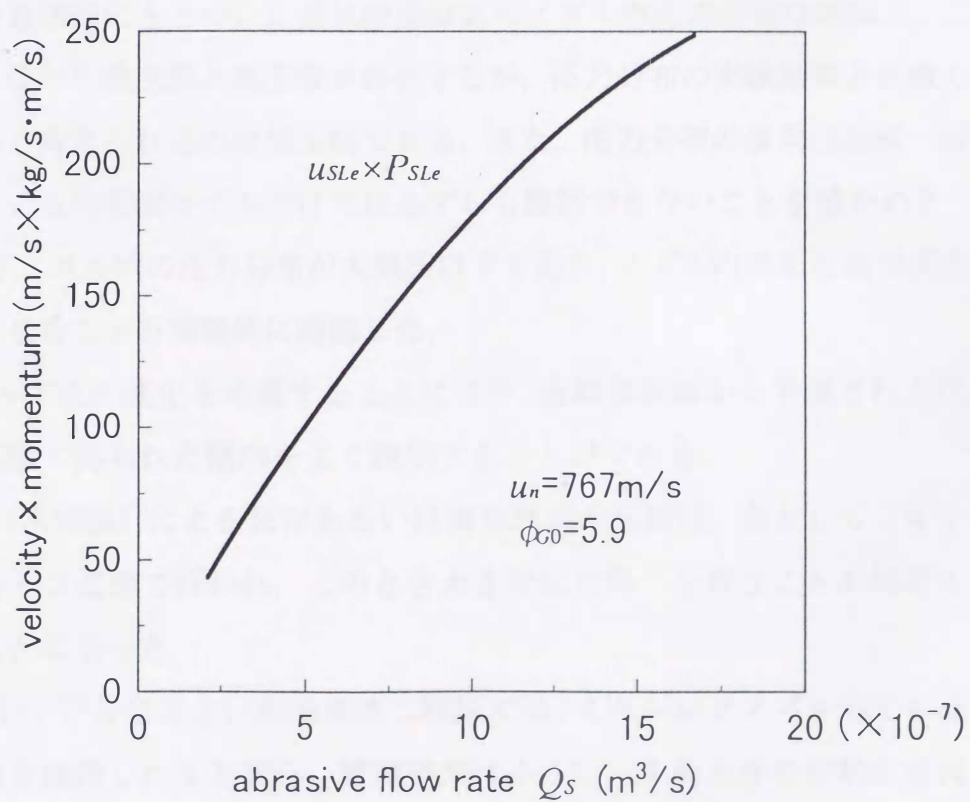


図 5.12 粒子流量変化による液相中の粒子速度と運動量の積

第6章 結論

本論文は、数 100m/s の高速液体ジェットで固体の微細粒子を含む固気二相流を吸引・加速し、固気液三相流としてノズルから噴射する際の現象を、理論と実験の両面から扱ったものである。解析では、従来の一次元運動量理論に各相の速度を個別に考慮できるスリップモデルを導入して、混合過程での圧力変化に対するスリップ比の影響を評価できる特性式を導いた。この特性式による混相流パラメーターの影響に関する感度解析結果と実験で得られた圧力分布との比較は、このモデルが概ね妥当なことを示している。

AWJ ノズル内の各相の流動状況は、相速度の変化から知ることができる。このため測定された圧力分布とノズル出口の噴流運動量から相速度分布を予測した。解析と実験の過程で明らかになった AWJ ノズル内の流動特性をまとめると次のようになる。

- (1) 運動量理論にもとづいた固気液混相流のノズル内圧力分布は理論上、二種類の解、すなわち低圧解と高圧解が存在するが、圧力分布の実験結果と比較して、実在すると考えられるのは低圧解である。また、圧力分布の傾向は従来一般に用いられている均質流モデルだけでは必ずしも説明できないことを確かめた。
- (2) AWJ ノズル内の圧力分布が大気圧以下であり、ノズル内のある点で圧力の最低値を生じることを実験的に確認した。
- (3) スリップ比の変化を考慮することにより、運動量理論から予測される圧力分布は、実験で得られた傾向をよく説明することができる。
- (4) 液相（水噴流）による気相あるいは固気混相の加速は、主としてミキシングノズルの入口近傍で行われ、このとき大きな圧力降下を伴うことが解析と実験から明らかになった。
- (5) アブレーションを含まない高速気液二相流では、ミキシングノズル内での液相速度は高速を維持したまま流れ、摩擦損失は小さい。そのときの流動状態は逆環状流に対応すると推定される。

- (6) ミキシングノズルの長さで加速の状況は異なり，気液二相流の場合， $L=55\text{mm}$ では気相は液相から十分な加速を得られず，また $L=93\text{mm}$ 以上では気相が達する最高速度に大きな差はみられなくなる．したがって，液相による加速において最適なノズル長さが存在すると考えられる．
- (7) アブレシブを混入した場合，ミキシングノズル内での液相速度が相当程度に減少し，AWJノズル出口の噴流全体の全運動量は気液二相流に比べ減少する．
- (8) 運動量測定結果から導かれた粒子の出口平均速度は，液相の出口速度の約30%である．
- (9) 気相の速度は，水噴射速度 $u_n \doteq 500\text{m/s}$ をこえると，ミキシングノズル内のある範囲で超音速となる．
- (10) 水噴射速度 u_n が小さい場合は，ノズル内の圧力はノズル中間の負圧状態から，出口での大気圧まで緩やかに回復する． u_n が大きい場合 ($u_n > 500\text{m/s}$) は，圧力はノズル出口のごく近傍で，大気圧まで急激に上昇する．そのとき気相の速度はミキシングノズル内のある範囲で超音速となる．ノズル出口でのこの急激な圧力上昇は垂直衝撃波に類似の現象によって説明することができる．
- (11) 実験結果から推定されたノズル内の圧力，運動量分布を用いて，粒子の加速特性を考慮した固気液混相流の相速度分布は，より実際の現象に近い傾向を予測できた．
- (12) 切断性能の指標に対して粒子群の速度と運動量で整理できることを示した．

すでに実用されている AWJ であるが，切断性能に最も影響するノズル内部のメカニズムはほとんど明確にされていない．その意味では，本研究で解明されたことは装置改善への手がかりになり得るはずである．ただし，ここに示した結果は，現象の把握または予測ができた段階である．実際の性能向上には切断に及ぼす要素を本研究結果の裏付けのもとで説明されることが望まれる．今後，そのための応用研究を課題としたい．

文献

- (1) 喜渡 秀隆, 切断技術の実際(4) ウォータージェット切断, 溶接学会誌, Vol.62, 1993, pp.73-77.
- (2) I.Finnie, The Mechanism of Erosion of Ductile Metals, Proc.3rd Natl. Cong. Applied Mech., ASME, 1958, pp.527-532.
- (3) M.Hashish, An Investigation of Milling with Abrasive-Waterjets, Trans.ASME, Journal of Engineering for Industry, Vol.111, 1989, pp.158-166.
- (4) M.Hashish, A Modeling Study of Metal Cutting with Abrasive Waterjets, Trans.ASME, Journal of Engineering Materials and Technology, Vol.106, 1984, pp.88-100.
- (5) 小林陵二, 新井隆影, 山田泰司, ウォータージェット加工技術における噴流の構造と金属材料の壊食過程, 日本機械学会論文集 B 編, No.53, Vol.489, 1987, pp.1539-1542.
- (6) Neusen, K.F., Gores, T.J., and Labus, T.J, Measurement of Particle and Drop Velocities in a Mixed Abrasive Water Jet Using a Forward-Scatter LDV System, Jet Cutting Technology -Proceedings of the 11th International Conference, 1991, pp.63-73.
- (7) Chen, W.L., Geskin, E.S., Measurement of the Velocity of Abrasive Water Jet by the Use of Laser Transit Anemometer, Jet Cutting Technology -Proceedings of the 10th International Conference, 1990, pp.23-36.
- (8) Swanson, R.K., Kilman, M., Cerwin, S. and Tarver, W, Study of Particle Velocities in Water Driven Abrasive Jet Cutting, Proceedings of the 4th U.S. Water Jet Conference, Berkeley, CA, 1987, pp.103-107.
- (9) 清重 正典, アブレイブウォータージェットによる加工の実際, 噴流工学, Vol.13, No.1, 1996, pp.79-85.
- (10) Tazibt, A., Abriak, N. and Parsy, F., Prediction of Abrasive Particle Velocity in a High Pressure Water Jet Effect Air on Acceleration Process, Eur.J.Mech., Ser B/Fluids, Vol.15, No.4, 1996, pp.527-543.
- (11) 成井 浩, 稲垣 進, ジェットポンプ吸引・混合部の性能解析, 日本機械学会論文

- 集 (B 編), 57 巻, 534 号, 1991, pp.575-580.
- (12) 根井弘道, 岩城智香子, 奈良林 直, 原子炉用ジェットポンプの特性(第 2 報, 高流量比の高性能試験), 日本機械学会論文集 (B 編), 62 巻, 601 号, 1996, pp.3362-3367.
- (13) 渡部一郎, 空気機械 第 9 章, コロナ社, 1966, pp.228-250.
- (14) 岡崎 元昭, 加速二相流の力学的解析 (第 1 報, 等断面流路内の流れ), 日本機械学会論文集, 45 巻, 396 号, 1979, pp.1169-1178.
- (15) Cunningham, R.G., Liquid Jet Pumps for Two-Phase Flow", Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.117, No.2, 1995, pp. 309-316.
- (16) Neusen, K.F., Gores, T.J. and Amano, R.S., Axial Variation of Particle and Drop Velocities Downstream from an Abrasive Water Jet Mixing Tube, Jet Cutting Technology-Proceedings of the 12th International Conference, 1994, pp.93-103.
- (17) 福西祐, 小林陵二, 犬飼朗, アブレイブジェットにおける砥粒の加速特性の計測, 日本機械学会第 68 期全国大会講演会講演論文集, Vol.B, No.900-59, 1990, pp.443-445.
- (18) Sawamura, T., Fukunishi, Y., and Kobayashi, R., Water Velocity Measurement in Abrasive Water Jet, Proceedings of the 12th Annual Meetings for Water Jet Technology, Vol.12, 1997, pp.45-50.
- (19) Claude, X., Merlen, A., Thery, B. and Gatti, ●, Abrasive Waterjet Velocity Measurements, Proceedings of the 14th International Conference on Jetting Technology, Belgium, 1988, pp.235-251.
- (20) Neusen, K.F., Gores, T.J., and Labus, T.J., Measurement of Particle and Drop velocities in a Mixed Abrasive Water Jet Using a Forward-Scatter LDV System, Proc. 11th Symp. on Jet Cutting Technology, 1991, pp.63-73.
- (21) 松山 欽一, 上野秀治, アブレイブウォータージェットの噴流構造観察(第 1 報) 片持ち梁法を用いた噴流動圧分布測定のための新しい観測方法の開発, 噴流工学, Vol.13, No.1, 1996, pp.33-39.
- (22) Witte, J.H., Mixing Shocks in Two-Phase Flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.36, Pt.4, 1969, pp.639-655.
- (23) 日本機械学会編, 気液二相流技術ハンドブック, 1989, pp.134-136.
- (24) Moody, F.J., A Pressure Pulse Model for Two-Phase Critical Flow and Sonic Velocity, Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, Vol.91, No.3, 1969, pp.371-384.

- (25) 清水誠二, 吳 澤龍, 直接加圧方式アブレシブジェットの研究材粒子加速特性, 日本機械学会第 71 期全国大会講演論文集, Vol. C, No. 930-63, 1993, pp.125-127.
- (26) 笹部貞市郎, 幾何学辞典 第 2 版, 聖文社, 1995, pp.787.
- (27) 松山欽一, アブレシブウォータージェットの噴流構造の観察 (第 1 報), 第 15 回ガス溶断部会 新技術分科会資料, CT3-97-93, 1993.
- (28) Isobe, T. et al., Distribution of Abrasive Particles in Abrasive Water Jet and Acceleration Mechanism, Proc. 9th Int. Sym. on Jet Cutting Tech., BHRA, 1988, pp.217-238.

謝辞

本論文をまとめるにあたり，終始適切，かつ丁寧なご指導をいただきました富山大学工学部 岩渕牧男教授に厚くお礼申し上げます．ならびに，本論文の査読において貴重なご意見とご教示をいただきました富山大学工学部 宮下尚教授，同じく富山大学工学部 岩城敏博教授，さらに金沢大学工学部 岡島厚教授，および早稲田大学理工学部 山本勝弘教授には心から感謝申し上げます．

また，本研究を遂行するにあたり，有益なご助言を賜りました富山大学工学部 奥井健一助教授，同研究室 渡辺秀一技官，および秋田県立大学工学部 島田邦雄助教授に心からお礼申し上げます．

同研究室大学院生 金田仁介氏には実験およびデータ整理に協力していただき深く感謝いたします．

さらに，アブレスブウォータージェットの研究開発の機会を与えていただくとともに，ご鞭撻いただきました(株)スギノマシン 杉野博会長をはじめ，杉野芳宏社長，杉野太加良副社長に深くお礼申し上げます．さらに，実験およびテストピースの製作にあたり協力をいただいた，同社内関係者の方々にお礼申し上げます．

最後に，本研究の遂行を快く理解して下さった(株)スギノマシン応用開発課 中谷正雄課長をはじめ課員の皆様に心からの感謝の意を表します．

付録 A 解析数値データ

付表 A.1 圧力-エネルギー特性 $F(\psi)$ のスリップ比の影響 (図 2.10-2.12)
($\phi_{G0}=8$, $\phi_S=0$, $\alpha=16$)

ψ_n	σ_G	ψ									
		0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
1000	0.125	1607	402	179	101	65.0	45.3	33.3	25.6	20	16.5
	0.25	403	101	45.4	25.7	16.5	11.5	8.53	6.58	5.23	4.27
	0.5	102	25.7	11.6	6.58	4.26	3.00	2.23	1.73	1.38	1.14
	1.0	25.9	6.62	3.01	1.73	1.14	0.807	0.607	0.476	0.386	0.320
2000	0.125	3214	806	359	203	130	90.6	66.8	51.3	40.7	33.0
	0.25	807	203	90.7	51.4	33.1	23.1	17.1	13.2	10.5	8.53
	0.5	203	51.5	23.2	13.2	8.54	6.00	4.46	3.46	2.77	2.27
	1.0	51.7	13.2	6.03	3.47	2.27	1.62	1.22	0.953	0.771	0.640
3000	0.125	4821	1209	539	304	195	136	100	77.0	61.0	49.6
	0.25	1210	304	136	77.0	49.6	34.7	25.6	19.7	15.7	12.8
	0.5	305	77.3	34.8	19.8	12.8	9.01	6.70	5.19	4.15	3.40
	1.0	77.6	18.9	9.05	5.21	3.41	2.43	1.82	1.43	1.16	0.959

ψ_n	σ_G	ψ									
		1.2	1.4	1.6	1.8	2	2.5	3	4	5	10
1000	0.125	11.6	8.56	6.61	5.27	4.31	2.83	2.02	1.22	0.853	0.372
	0.25	3.00	2.24	1.74	1.40	1.16	0.778	0.571	0.366	0.271	0.153
	0.5	0.810	0.613	0.484	0.395	0.331	0.232	0.178	0.124	0.100	0.073
	1.0	0.234	0.182	0.147	0.123	0.106	0.079	0.065	0.051	0.045	0.041
2000	0.125	23.1	17.1	13.2	10.5	8.56	5.60	3.98	2.35	1.60	0.586
	0.25	6.00	4.47	3.47	2.78	2.29	1.52	1.10	0.683	0.485	0.222
	0.5	1.62	1.22	0.959	0.779	0.649	0.447	0.335	0.222	0.169	0.100
	1.0	0.466	0.360	0.289	0.240	0.205	0.149	0.118	0.086	0.071	0.054
3000	0.125	34.6	25.6	19.8	15.7	12.8	8.36	5.93	3.48	2.34	0.800
	0.25	9.00	6.70	5.20	4.16	3.42	2.27	1.64	1.00	0.70	0.291
	0.5	2.42	1.83	1.43	1.16	0.967	0.662	0.493	0.321	0.238	0.126
	1.0	0.698	0.537	0.431	0.357	0.303	0.219	0.171	0.122	0.0979	0.0667

ψ_n	σ_G	ψ						
		15	20	25	30	40	50	100
1000	0.125	0.297	0.281	0.281	0.286	0.303	0.321	0.405
	0.25	0.140	0.142	0.148	0.156	0.171	0.186	0.254
	0.5	0.075	0.081	0.087	0.094	0.107	0.119	0.179
	1.0	0.046	0.052	0.058	0.064	0.075	0.087	0.141
2000	0.125	0.405	0.350	0.330	0.324	0.329	0.341	0.416
	0.25	0.179	0.169	0.169	0.172	0.183	0.196	0.261
	0.5	0.092	0.093	0.098	0.103	0.114	0.126	0.184
	1.0	0.055	0.059	0.064	0.070	0.081	0.092	0.146
3000	0.125	0.514	0.419	0.380	0.363	0.355	0.361	0.426
	0.25	0.217	0.195	0.189	0.189	0.196	0.207	0.268
	0.5	0.109	0.106	0.108	0.112	0.122	0.131	0.190
	1.0	0.0645	0.0672	0.0714	0.0762	0.0865	0.0972	0.151

付表 A.2 圧力-エネルギー特性 $F(\psi)$ の気体体積流量比の影響 (図 2.14-2.16)

($\sigma_G=0.5$, $\phi_S=0$, $\alpha=16$)

($\times 10^3$)

ψ_n	ϕ_{G0}	ψ									
		0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
1000	2	6.57	1.72	0.799	0.470	0.315	0.228	0.176	0.141	0.116	0.0988
	4	25.7	6.57	2.99	1.72	1.13	0.801	0.603	0.473	0.383	0.318
	6	57.4	14.6	6.58	3.76	2.44	1.72	1.29	1.00	0.805	0.664
	8	102	25.7	11.6	6.58	4.26	3.00	2.23	1.73	1.38	1.14
	10	159	40.1	18.0	10.2	6.59	4.62	3.43	2.65	2.12	1.73
2000	2	13.1	3.44	1.60	0.943	0.631	0.458	0.352	0.282	0.232	0.197
	4	51.4	13.2	5.98	3.44	2.25	1.6	1.21	0.947	0.766	0.635
	6	115	29.2	13.2	7.52	4.89	3.45	2.58	2.00	1.61	1.33
	8	203	51.5	23.2	13.2	8.54	6.00	4.46	3.46	2.77	2.27
	10	317	80.1	36.0	20.4	13.2	9.26	6.87	5.31	4.24	3.47
3000	2	19.7	5.17	2.41	1.42	0.948	0.688	0.528	0.422	0.348	0.294
	4	77.1	19.7	8.98	5.17	3.39	2.41	1.81	1.42	1.15	0.953
	6	172	43.7	19.8	11.3	7.34	5.18	3.87	3.01	2.42	1.99
	8	305	77.2	34.7	19.8	12.8	9.01	6.70	5.19	4.15	3.40
	10	476	120	54.0	30.6	19.8	13.9	10.3	7.97	6.36	5.20

ψ_n	ϕ_{G0}	ψ									
		1.2	1.4	1.6	1.8	2	2.5	3	4	5	10
1000	2	0.0754	0.0609	0.0514	0.0448	0.0400	0.0326	0.0287	0.0252	0.0241	0.0269
	4	0.233	0.181	0.146	0.123	0.105	0.0789	0.0644	0.0503	0.0443	0.0411
	6	0.478	0.365	0.290	0.239	0.202	0.145	0.114	0.0834	0.0696	0.0566
	8	0.810	0.613	0.484	0.395	0.331	0.232	0.178	0.124	0.100	0.0734
	10	1.23	0.926	0.727	0.590	0.491	0.339	0.256	0.173	0.135	0.0914
2000	2	0.149	0.119	0.0993	0.0854	0.0752	0.0590	0.0500	0.0408	0.0368	0.0345
	4	0.463	0.357	0.287	0.239	0.203	0.148	0.117	0.0823	0.0708	0.0538
	6	0.952	0.724	0.574	0.470	0.395	0.277	0.212	0.146	0.115	0.0756
	8	1.62	1.22	0.959	0.779	0.649	0.447	0.335	0.222	0.169	0.0999
	10	2.46	1.84	1.44	1.17	0.967	0.657	0.487	0.315	0.234	0.127
3000	2	0.222	0.177	0.147	0.126	0.110	0.0855	0.0713	0.0565	0.0495	0.0422
	4	0.693	0.534	0.428	0.355	0.301	0.217	0.170	0.121	0.0973	0.0665
	6	1.43	1.08	0.857	0.700	0.587	0.409	0.310	0.209	0.160	0.0946
	8	2.42	1.83	1.43	1.16	0.967	0.662	0.493	0.321	0.238	0.126
	10	3.68	2.76	2.16	1.74	1.44	0.976	0.718	0.456	0.332	0.162

付表 A.3 圧力-エネルギー特性 $F(\psi)$ のスリップ比の影響 (図 2.17-2.19)

($\phi_{G0}=8$, $\phi_S=0.04$, $\alpha=16$)

($\times 10^3$)

ψ_n	σ_G, σ_S	ψ									
		0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
1000	0.0625	3953	991	441	249	160	111	81.9	62.9	49.8	40.5
	0.125	1242	312	139	78.6	50.5	35.2	26.0	20.0	15.9	12.9
	0.25	362	91.1	40.8	23.1	14.9	10.4	7.70	5.94	4.73	3.86
	0.5	102	25.8	11.6	6.61	4.28	3.01	2.24	1.74	1.40	1.15
2000	0.0625	7908	1982	883	498	320	222	164	126	99.6	80.9
	0.125	2486	624	278	157	101	70.5	52.0	40.0	31.7	25.8
	0.25	724	182	81.6	46.2	29.8	20.8	15.4	11.9	9.46	7.72
	0.5	204	51.6	23.2	13.2	8.58	6.03	4.49	3.49	2.79	2.29
3000	0.0625	11861	2973	1325	747	479	334	246	189	149	121
	0.125	3729	936	418	236	152	106	78.0	59.9	47.6	38.7
	0.25	1086	273	122	69.3	44.7	31.3	23.1	17.8	14.2	11.6
	0.5	305	77.4	34.8	19.9	12.9	9.06	6.74	5.23	4.19	3.44

ψ_n	σ_G, σ_S	ψ									
		1.2	1.4	1.6	1.8	2	2.5	3	4	5	10
1000	0.0625	28.3	20.9	16.1	12.8	10.4	6.80	4.81	2.84	1.92	0.692
	0.125	9.04	6.70	5.18	4.14	3.39	2.24	1.61	0.978	0.686	0.302
	0.25	2.72	2.04	1.59	1.28	1.06	0.712	0.524	0.337	0.250	0.140
	0.5	0.819	0.620	0.490	0.400	0.336	0.236	0.181	0.126	0.101	0.0723
2000	0.0625	56.5	41.7	32.1	25.5	20.8	13.5	9.54	5.56	3.70	1.19
	0.125	18.1	13.4	10.3	8.25	6.75	4.43	3.16	1.88	1.29	0.482
	0.25	5.44	4.06	3.16	2.54	2.09	1.40	1.02	0.631	0.451	0.207
	0.5	1.63	1.23	0.97	0.79	0.66	0.455	0.342	0.227	0.173	0.100
3000	0.0625	84.7	62.6	48.2	38.3	31.2	20.2	14.3	8.28	5.49	1.70
	0.125	27.1	20.1	15.5	12.4	10.1	6.62	4.71	2.79	1.89	0.662
	0.25	8.16	6.09	4.73	3.79	3.12	2.08	1.51	0.926	0.651	0.274
	0.5	2.45	1.85	1.45	1.18	0.983	0.675	0.503	0.328	0.244	0.129

付表 A.4 AWJ ノズル内の圧力、相速度分布 (図 2.20)

(気液二相流の場合)

($u_n=553\text{m/s}$, $\phi_{G0}=5.9$, $\phi_S=0$, $\zeta_l=0.02$, $\zeta_r=0.001$, $\zeta_m=0.001$, $a_l=25$, $a_m=16$)

	distance from solid-gas mixture inlet z (mm)												
	0	5	15	22	29	36	43	50	57	64	71	78	85
ψ (—)	1.0	0.94	0.88	0.83	0.76	0.71	0.66	0.62	0.59	0.61	0.69	0.82	0.99
u_L (m/s)	553	415	408	403	399	395	390	386	381	377	372	368	363
u_G (m/s)	136	145	253	270	295	316	339	362	381	365	324	276	229
σ_G (—)	0.25	0.35	0.62	0.67	0.74	0.80	0.87	0.94	1.0	0.97	0.87	0.75	0.63

付表 A.5 AWJ ノズル内の圧力、相速度分布 (図 2.21)

(固気液三相流の場合)

($u_n=553\text{m/s}$, $\phi_{G0}=5.9$, $\phi_S=0.02$, $\zeta_l=0.02$, $\zeta_r=0.001$, $\zeta_m=0.001$, $a_l=25$, $a_m=16$)

	distance from solid-gas mixture inlet z (mm)												
	0	5	15	22	29	36	43	50	57	64	71	78	85
ψ (—)	1.0	0.95	0.90	0.85	0.78	0.73	0.69	0.64	0.62	0.64	0.73	0.86	1.0
u_L (m/s)	553	414	401	395	389	383	378	372	367	361	357	353	349
u_G (m/s)	136	145	249	264	288	306	328	350	367	351	311	265	227
u_S (m/s)	136	145	201	237	260	283	302	324	345	361	357	353	349
σ_G (—)	0.25	0.35	0.62	0.67	0.74	0.80	0.87	0.94	1.0	0.97	0.87	0.75	0.65
σ_S (—)	0.25	0.35	0.50	0.60	0.67	0.74	0.80	0.87	0.94	1.0	1.0	1.0	1.0

付録 B 実験解析データ

付表 B.1 衝撃波による圧力上昇 (図 3.30)

u_n (m/s)	321	445	543	628	702	771
p_{08} (kPa)	96.9	82.7	55.5	45.1	42.8	42.2
M_i (—)	0.36	0.58	1.00	1.35	1.51	1.61
p_e (kPa)	—	—	—	89.0	106	121

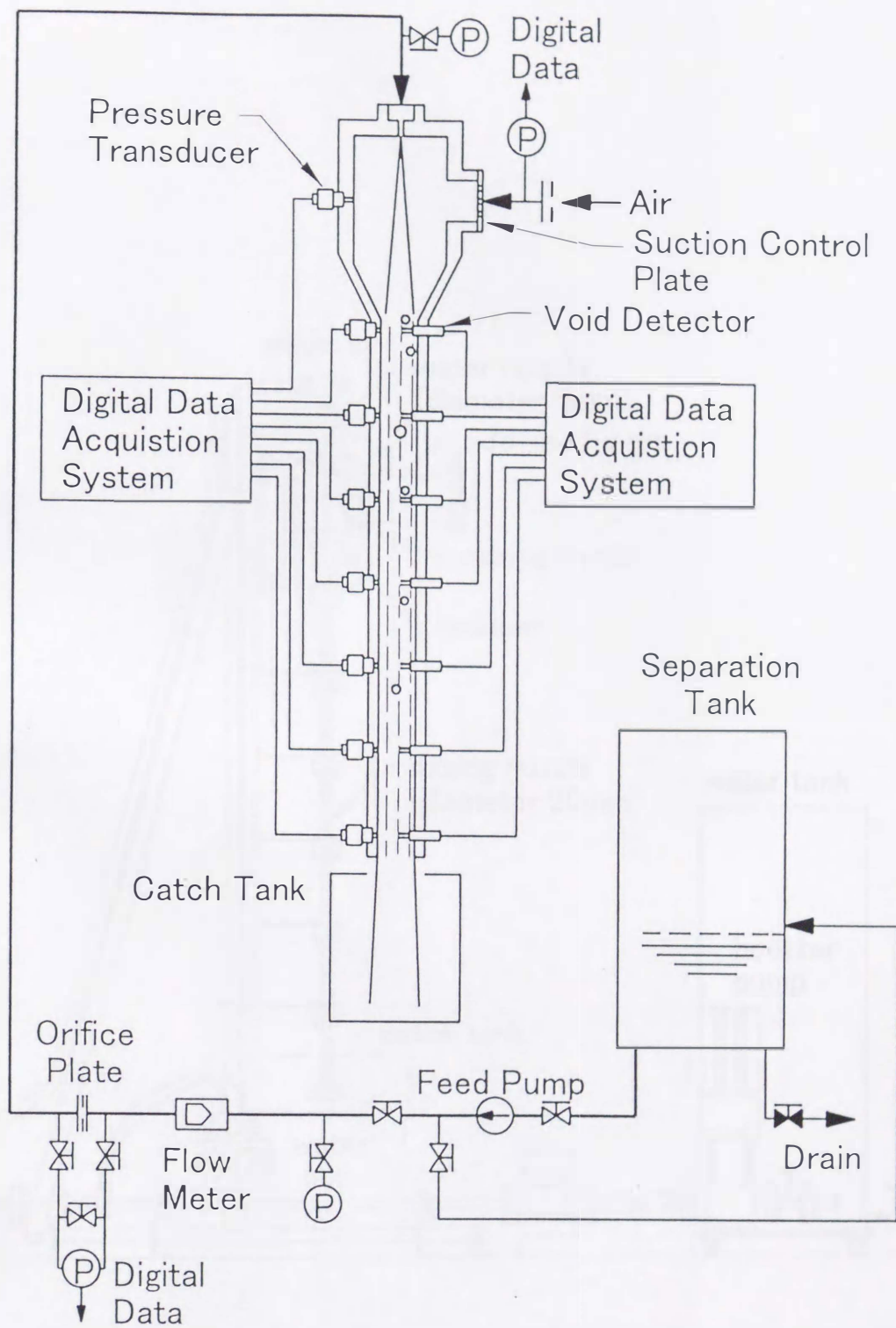
付録 C AWJ 拡大スケールモデルの可視化実験装置

アブレシブウォータージェット用ノズル内の高速混相流の流動特性を解析するためのモデルの検討には、噴流の流れの状態を観測することが最も有効な手段である。しかし、ノズル直径が 1mm という微細な中を、しかも数 100m/s の速度で流れる混相流を可視化することは非常に困難である。そこで本研究では、拡大スケールの透明ノズルを製作し、実際の AWJ ノズル内の流動状況を想定した流れを観測できるようにした。ここで、合わせる無次元数としては、AWJ の実機作動状態が高速のため重力の影響は無視できると考え、粘性力について考慮されるレイノルズ数を適用した。モデル形状の拡大率は 20 倍とした。例えば、実機での水噴射速度が 700m/s の場合、モデル実験装置では $700/20=35\text{m/s}$ の速度になる。このオーダーの速度で、しかもノズル径が $1 \times 20=20\text{mm}$ であれば、通常の高速度ビデオなどで十分観測可能な領域であり、解析のための流動モデルの検討に有効といえる。

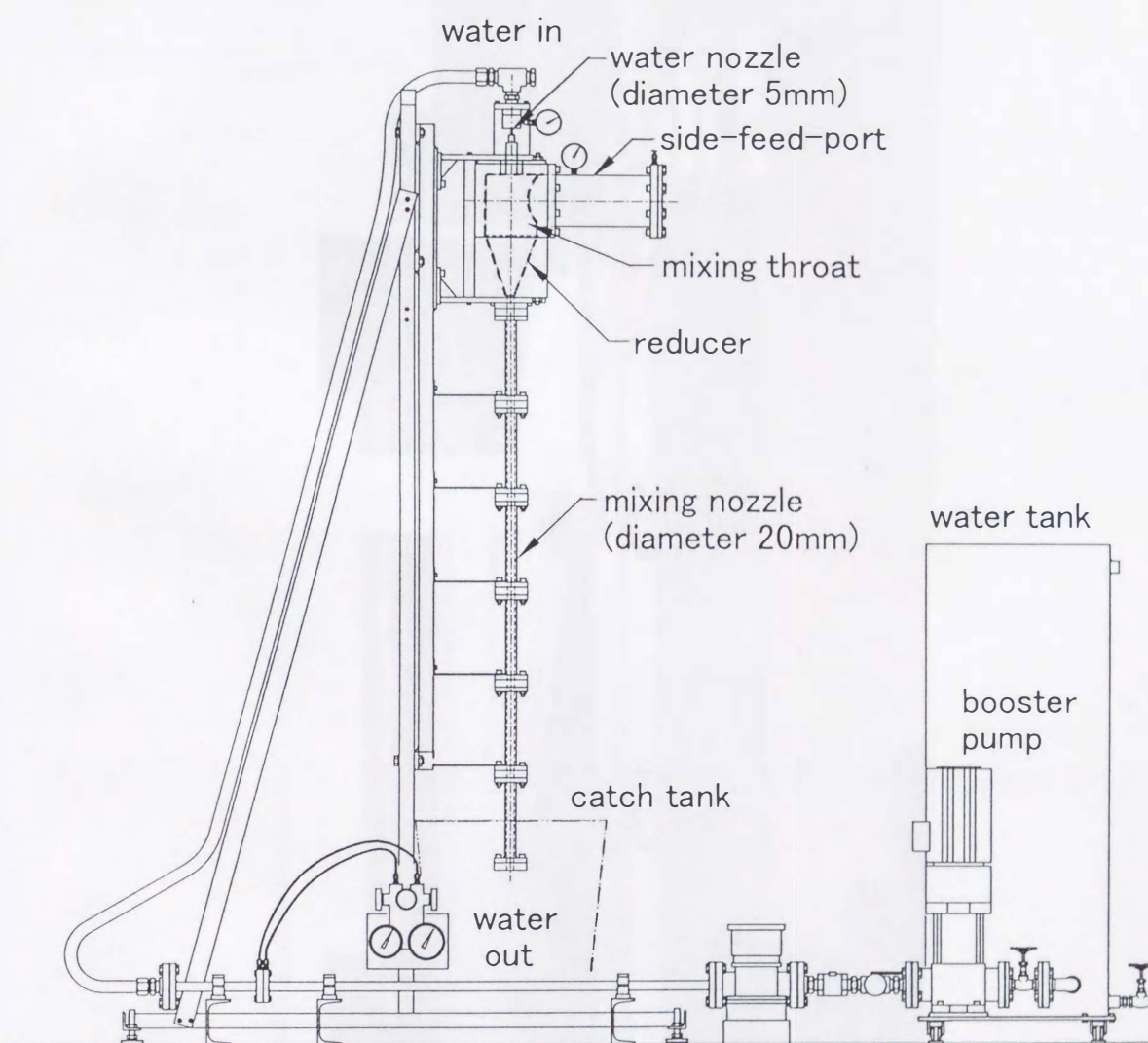
また、このモデルから気液二相流のノズル内の圧力損失係数が求められるが、発達した二相流での値よりも大きい結果が得られ、その値はミキシングスロート、レデューサー、ミキシングノズルの各領域でおよそ 0.001~0.4 の範囲であり、本論文の第 2 章で用いた損失係数と同程度の値を示している。

付図 C.1 にモデル実験装置の構成を、また付図 C.2, C.3 にその外観を示す。本装置の詳細な機器構成、諸量計測方法および実験結果は、富山大学大学院修士論文「高速気液二相流の発達領域における流動特性、金田仁介、平成 11 年」で詳しく記述されている。

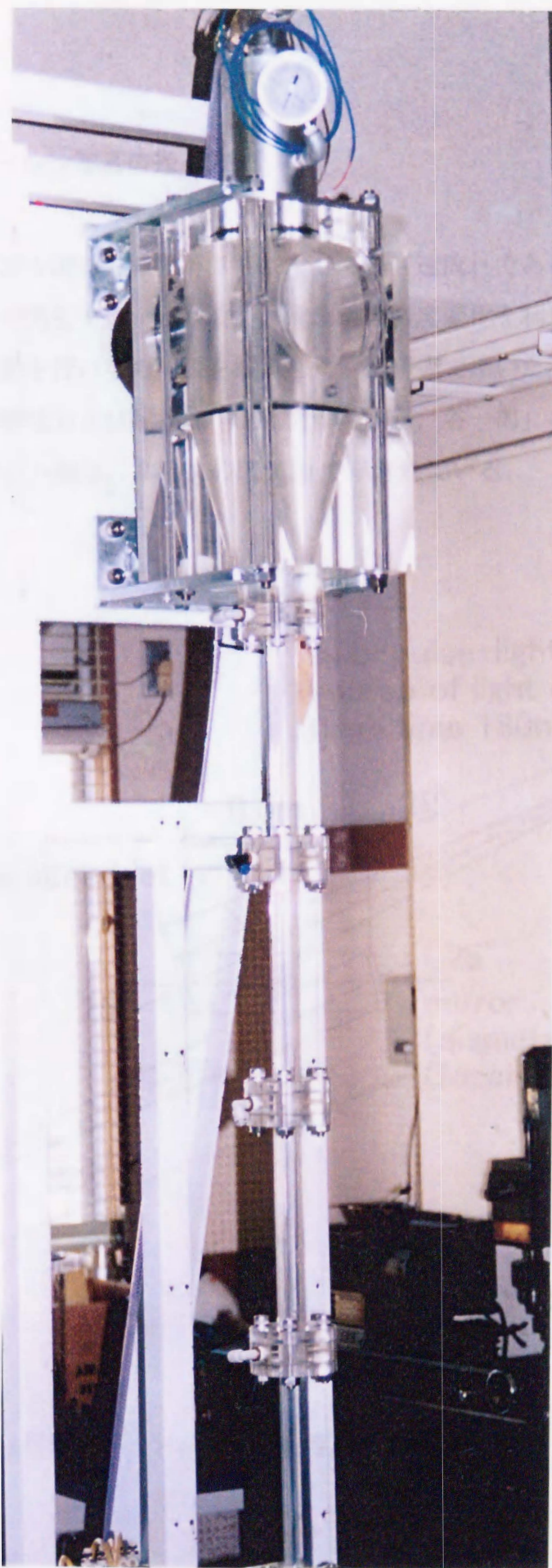
観察された流動状態は、本論文の図 2.2 に示されている。



付図 C.1 可視化用モデル実験装置の構成



付図 C.2 可視化用モデル実験装置の外観

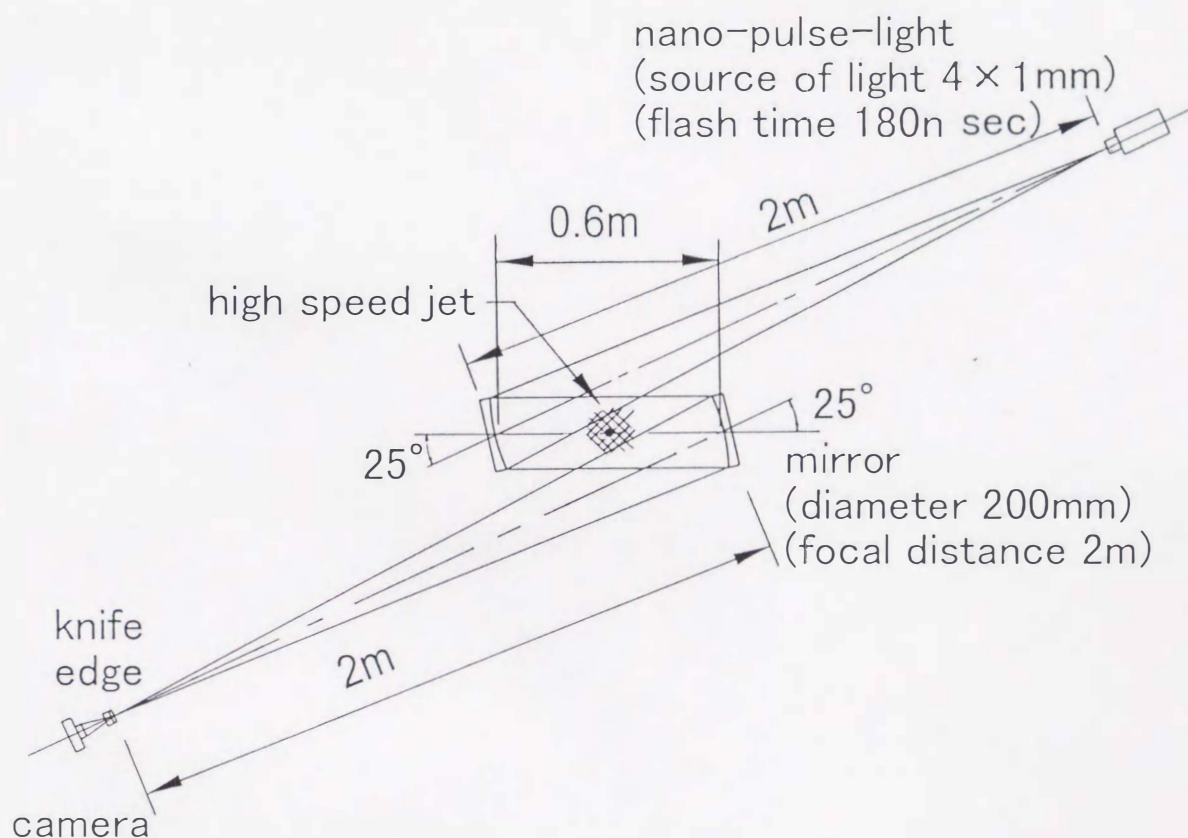


付図 C.3 可視化用モデル実験装置の外観

付録 D シュリーレン写真の撮影方法

ミキシングノズル出口で液相が気相に対して超音速流れであることを確認するため、ノズル出口で発生するマッハ波を、流れ場の密度変化を利用したシュリーレン法により写真撮影を行いその現象を観測した。本研究で用いた測定系を付図 D.1 に示す。測定系の構成および配置は「流体力学実験法，谷一郎」を参考とした。

観測されたマッハ線は、本論文の図 3.20 で示されている。



付図 D.1 シュリーレン写真撮影の構成



